

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE PONTA GROSSA
SETOR DE CIÊNCIAS EXATAS E NATURAIS
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM CIÊNCIAS – FÍSICA

GABRIELLI WISNIEWSKI PIETRALLA

**AVALIAÇÃO DO POTENCIAL DE ROCHAS SEDIMENTARES DO GRUPO
ITARARÉ E NEOSSOLOS COMO MATERIAL PARA BLINDAGEM DE
RADIAÇÕES**

PONTA GROSSA

2024

GABRIELLI WISNIEWSKI PIETRALLA

**AVALIAÇÃO DO POTENCIAL DE ROCHAS SEDIMENTARES DO GRUPO
ITARARÉ E NEOSSOLOS COMO MATERIAL PARA BLINDAGEM DE
RADIAÇÕES**

Dissertação apresentada ao
Programa de Pós-Graduação em
Ciências, área de concentração
Física, da Universidade Estadual de
Ponta Grossa, como requisito parcial
para obtenção do título de Mestre em
Ciências.

Orientador: Prof. Dr. Luiz Fernando
Pires

PONTA GROSSA

2024

P625 Pietralla, Gabrielli Wisniewski
Avaliação do potencial de rochas sedimentares do grupo Itararé e Neossolos
como material para blindagem de radiações / Gabrielli Wisniewski Pietralla.
Ponta Grossa, 2024.
122 f.

Dissertação (Mestrado em Ciências - Área de Concentração: Física),
Universidade Estadual de Ponta Grossa.

Orientador: Prof. Dr. Luiz Fernando Pires.

1. Neossolo litólico. 2. Arenito. 3. Blindagem radiológica. I. Pires, Luiz
Fernando. II. Universidade Estadual de Ponta Grossa. Física. III.T.

CDD: 530.1

TERMO DE APROVAÇÃO

GABRIELLI WISNIEWSKI PIETRALLA

AVALIAÇÃO DO POTENCIAL DE ROCHAS SEDIMENTARES DO GRUPO ITARARÉ E NEOSSOLOS COMO MATERIAL PARA BLINDAGEM DE RADIAÇÕES

Dissertação aprovada como requisito parcial para obtenção do grau de Mestre em Ciências, no Programa de Pós-Graduação em Ciências, Área de Concentração em Física Ambiental, da Universidade Estadual de Ponta Grossa, pela seguinte banca examinadora:



Documento assinado digitalmente

LUIZ FERNANDO PIRES

Data: 19/07/2024 12:53:00-0300

Verifique em <https://validar.it.gov.br>

Orientador _____

Dr. Luiz Fernando Pires – UEPG – Presidente



Documento assinado digitalmente

ANDRÉ MAURÍCIO BRINATTI

Data: 19/07/2024 13:41:27-0300

Verifique em <https://validar.it.gov.br>

Dr. André Maurício Brinatti – UEPG – Titular



Documento assinado digitalmente

FÁBIO LUIZ MELQUIADES

Data: 19/07/2024 22:06:31-0300

Verifique em <https://validar.it.gov.br>

Dr. Fábio Luiz Melquiades – UEL – Titular

Ponta Grossa, 16 de julho de 2024.

À minha família.

AGRADECIMENTOS

Aos meus pais, por terem me dado raízes sólidas para entender de onde venho e asas para voar para longe e descobrir quem eu posso ser. Vocês me deram não apenas um lar, mas também a coragem e a confiança para explorar o mundo por conta própria.

Ao meu irmão, cuja presença é um lembrete constante de que, embora divididos, nossos laços são tão fortes quanto a busca eterna pela completude que compartilhamos.

Ao Lucas Eduardo, onde cada minuto ao seu lado é como uma página de um livro que eu quero que nunca acabe. Obrigada pelo amor, carinho, paciência e por ser minha companhia na ciência e na vida.

Ao Prof. Dr. Luiz Fernando Pires pela inestimável orientação, onde sua dedicação e expertise foram essenciais para o meu desenvolvimento. Aos professores do grupo FASCA, Prof. Dr. André Maurício Brinatti e Prof. Dr. Sergio da Costa Saab, por todo o conhecimento compartilhado. Ao Prof. Dr. Isonel Sandino Meneguzzo por toda ajuda na realização deste trabalho.

Aos colegas do grupo FASCA, por estarem sempre presentes para me ajudar nos momentos de dúvida ao longo deste percurso. Suas contribuições foram fundamentais para que eu pudesse superar os desafios e avançar no meu trabalho.

Ao grupo 105, pelo acolhimento, amizade, almoços, cafés, churrascos e por me ensinarem mais sobre a ciência e sobre a vida.

Aos amigos da 129 e da 135, por tornarem a vida mais leve durante esse período.

A todos que contribuíram direta ou indiretamente com este trabalho.

A CAPES pelo auxílio financeiro para realização deste trabalho.

“A educação das mulheres desempenha um papel crucial na perpetuação ou na superação da opressão de gênero.”
Simone de Beauvoir, O Segundo Sexo.

RESUMO

Nos últimos anos têm ocorrido um aumento expressivo no número de estudos sobre a viabilidade da utilização de materiais naturais de baixo custo para blindagem das radiações. Normalmente, emprega-se na blindagem, materiais densos e compostos de elementos de elevado número atômico, porém tais materiais possuem alto custo e muitas vezes são tóxicos. Neste sentido, a busca por materiais como solos e rochas têm se mostrado uma alternativa interessante. Este estudo analisa a possibilidade da utilização de um neossolo litólico e de sua rocha de origem como materiais a serem utilizados na blindagem das radiações. As amostras foram coletadas no município de Balsa Nova, no estado do Paraná, Brasil. Amostras de solo e rocha sedimentar obtidas ao longo de um mesmo perfil foram analisadas em diferentes camadas. A composição química das amostras foi obtida através da técnica de fluorescência de raios X. Com base na análise elementar foram calculados os seguintes parâmetros físicos: coeficiente de atenuação linear (μ), coeficiente de atenuação de massa (μ_m), livre caminho médio (MFP), camada semi-redutora (HVL), camada deci-redutora (TVL), fator *buildup* de exposição (EBF), fator *buildup* de absorção de energia (EABF) e seção de choque de remoção de nêutrons rápidos (FNRCs). O código computacional Phy-X foi empregado no cálculo dos parâmetros de interação da radiação. Adicionalmente, empregou-se o método de Monte Carlo, por meio do software FLUKA, o qual permitiu o cálculo de μ demonstrando concordância com o resultado obtido pelo Phy-X. Os resultados mostram que a blindagem da radiação é dependente da energia dos fótons incidentes e dos processos de interação dominantes. Nas energias mais baixas, região com predomínio do efeito fotoelétrico, a composição química possui uma grande influência nos resultados e, amostras com maior quantidade de Fe_2O_3 são as que apresentam maior eficiência de blindagem. Conforme há o aumento da energia, a atenuação dos fótons se torna quase independente da composição química das amostras, gerando assim, valores mais altos de mfp, HVL e TVL, e próximos entre as amostras estudadas. Na região de energia intermediária, onde o espalhamento incoerente é o principal mecanismo de interação, a composição química não apresenta influência nos resultados. Entretanto, esta foi a região que apresentou maiores valores de EBF e EABF, demonstrando ainda um maior acúmulo de radiação no material do que no ar. Apenas a energia mais alta (10 MeV) analisada apresentou influência significativa da produção de pares nos parâmetros de blindagem, influenciada principalmente pelas diferenças na composição química das amostras. Com base nos resultados obtidos, verifica-se que as diferenças entre os parâmetros de blindagem entre solo e rocha só foram percebidas em energias mais baixas, com as amostras de rocha apresentando resultados melhores em relação ao solo, quando há o aumento de energia as diferenças se tornam sutis. Por fim, as amostras demonstraram bons resultados de blindagem de radiação.

Palavras-chave: Neossolo litólico; arenito; blindagem radiológica.

ABSTRACT

In recent years, there has been a significant increase in the number of studies on the feasibility of using low-cost natural materials for radiation shielding. Typically, dense materials composed of elements with high atomic numbers are employed for shielding, but such materials are costly and often toxic. In this regard, the search for materials like soils and rocks has proven to be an interesting alternative. This study examines the possibility of using a neossolo lítico and its rock of origin as materials for radiation shielding. Samples were collected in the municipality of Balsa Nova, in the state of Paraná, Brazil. Soil and sedimentary rock samples obtained along the same profile were analyzed in different layers. The chemical composition of the samples was obtained using X-ray fluorescence technique. Based on elemental analysis, the following physical parameters were calculated: linear attenuation coefficient (μ), mass attenuation coefficient (μ_m), mean free path (MFP), half-value layer (HVL), tenth-value layer (TVL), exposure buildup factor (EBF), energy absorption buildup factor (EABF), and fast neutron removal cross section (FNRCS). The computational code Phy-X was used to calculate radiation interaction parameters. Additionally, the Monte Carlo method was employed using the FLUKA software, which allowed the calculation of μ demonstrating good agreement with the results obtained by Phy-X. The results show that radiation shielding depends on the energy of incident photons and dominant interaction processes. At lower energies, where the photoelectric effect predominates, the chemical composition greatly influences the results, with samples containing higher amounts of Fe_2O_3 showing higher shielding efficiency. As energy increases, photon attenuation becomes almost independent of the chemical composition of the samples, resulting in higher values of MFP, HVL, and TVL, which are similar among the studied samples. In the intermediate energy region, where incoherent scattering is the main interaction mechanism, the chemical composition has no influence on the results. However, this region exhibited higher values of EBF and EABF, indicating a greater radiation accumulation in the material than in air. Only the highest energy (10 MeV) analyzed showed significant influence of pair production on shielding parameters, mainly influenced by differences in the chemical composition of the samples. Based on the results obtained, it is observed that the differences in shielding parameters between soil and rock were only perceived at lower energies; as the energy increases, the differences become subtle. Finally, the analyzed samples showed good results in radiation shielding.

Key words: neossolo lítico; sandstone; radiation shielding.

LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1-	Representação esquemática de um perfil de solo hipotético com identificação dos limites referentes aos horizontes O, A, E, B, C e material de origem.....	21
Figura 2.2-	Representação esquemática de um perfil de neossolo litólico com identificação dos limites referentes aos horizontes A e material de origem.....	23
Figura 2.3-	Representação esquemática dos efeitos da radiação ionizante e indiretamente ionizante no código genético. Na ação ionizante, um elétron secundário interage diretamente com o alvo para causar uma ionização. Na ação indiretamente ionizante, radicais livres produzidos no processo da radiólise da água interagem com o material para produzir radicais no alvo.....	26
Figura 2.4-	Relação entre a intensidade transmitida e a espessura do material absorvedor (concreto).	28
Figura 2.5-	Representação esquemática do processo de efeito fotoelétrico. Um fóton com energia $h\nu$ interage com um elétron da camada K. O fóton é completamente absorvido e o elétron é ejetado do átomo como um fotoelétron com energia cinética dada por: $E_k=h\nu-E_b$, onde E_b é a energia de ligação do elétron.....	29
Figura 2.6-	Representação esquemática do efeito Compton. Um fóton com energia $h\nu$ interage com um elétron fracamente ligado ao núcleo atômico. O fóton ao interagir com o elétron transfere parte da sua energia inicial para um elétron, que sofre um recuo após a interação.....	30

Figura 2.7-	Representação esquemática do processo de produção de pares. Um fóton com energia $h\nu > 1,022 \text{ MeV}$ interage com o campo de força do núcleo atômico. O fóton ao interagir desta maneira, cria um par elétron-pósitron. O excesso de energia do fóton é dividido igualmente entre as duas partículas resultantes.....	31
Figura 2.8-	Representação esquemática de um arranjo experimental onde a amostra é depositada em recipientes, o qual é colocado entre a fonte de radiação gama e o detector com uma disposição geométrica adequada. O recipiente inteiro foi colocado em uma blindagem de chumbo.....	34
Figura 3.1-	Localização da área de coleta das amostras.	43
Figura 3.2-	Foto da área de coleta das rochas mostrando a região de queda de blocos.	42
Figura 3.3-	Representação esquemática dos pontos de coleta.....	46
Figura 3.4-	Interface do programa Phy-X. a) interface inicial para a inserção da composição química e densidade das amostras, b) interface secundária para a escolha da energia dos fótons, e c) interface terciária para escolha dos parâmetros a serem calculados.....	49
Figura 3.5-	Interface do programa XCOM. a) interface inicial para escolha do tipo de amostra e b) interface secundária para inserir composição química e escolha da energia dos fótons..	51
Figura 3.6-	Representação da Geometria Combinatória através dos operadores booleanos, onde (a) operador de união, (b) operador de intersecção e (c) operador de diferença.....	53

Figura 3.7-	Representação esquemática do aparato experimental utilizado no FLUKA.....	54
Figura 3.8-	Fluxograma representando as etapas relacionadas com as medidas e cálculos dos parâmetros de interação realizados neste estudo.....	55
Figura 4.1-	Composição química (conteúdo de óxidos) das amostras de solo (A1-3 e P1-6) e rocha (AR-4, RMPP, RMPI, RMPS, AR-2 e AR-1) utilizada no cálculo dos parâmetros de interação da radiação. Nestes gráficos são apresentados somente os óxidos mais abundantes de cada uma das amostras.....	58
Figura 4.2-	Contribuição dos principais mecanismos de interação para diferentes energias (E) dos fótons para as amostras de solo (A1-3 e P1-6) e rocha (AR-4, RMPP, RMPI, RMPS, AR-2 e AR-1) obtidos através do programa XCOM. Nestes gráficos são apresentados a porcentagem de contribuição do efeito fotoelétrico, do espalhamento incoerente e da produção de pares. As barras de erro representam o desvio padrão da média.....	60
Figura 4.3-	Coeficientes de atenuação linear (μ) para diferentes energias dos fótons para as amostras de solo (A1-3 e P1-6) e rocha (AR4, RMPP, RMPI, RMPS, AR-2, AR-1). As barras de erro representam três vezes o desvio padrão da média.....	64
Figura 4.4-	Coeficiente de atenuação de massa (μ_m) para as diferentes energias de fótons analisadas para as amostras de solo (A1-3 e P1-6) e rocha (AR-4, RMPP, RMPI, RMPS, AR-2 e AR-1). As barras de erro representam três vezes o desvio padrão da média.....	69
Figura 4.5-	Livre caminho médio (mfp) em função das diferentes energias dos fótons para as amostras de solo (A1-3 e P1-6) e rocha (AR-44, RMPP, RMPI, RMPS, AR-2 e AR-1). As barras de erro representam três vezes o desvio padrão da média.....	72
Figura 4.6-	Valores de camada semi-redutora (HVL) para as diferentes energias de fótons para as amostras de solo (A1-3 e P1-6) e	

	rocha (AR-4, RMPP, RMPI, RMPS, AR-2 e AR-1). As barras de erro representam três vezes o desvio padrão da média.....	76
Figura 4.7-	Valores da camada deci-redutora (TVL) para as diferentes energias de fótons para as amostras de solo (A1-3 e P1-6) e rocha (AR-4, RMPP, RMPI, RMPS, AR-2 e AR-1). As barras de erro representam três vezes o desvio padrão da média.....	80
Figura 4.8-	Valores obtidos do fator <i>buildup</i> de exposição (EBF) para as diferentes energias de fótons para as amostras de solo (A1-3 e P1-6) e rocha (AR-4, RMPP, RMPI, RMPS, AR-2 e AR-1). Os números de 1 a 40 indicam variações no livre caminho médio (mfp). As barras de erro representam três vezes o desvio padrão.....	83
Figura 4.9-	Valores obtidos de fator <i>buildup</i> de absorção de energia (EABF) para as diferentes energias de fótons para as amostras de solo (A1-3, P1-6) e rocha (AR-4, RMPP, RMPI, RMPS, AR-2 e AR-1). Os números 1 a 40 indicam variações no livre caminho médio (mfp). As barras de erro representam três vezes o desvio padrão.....	85
Figura 4.10-	Relação entre as contagens dos fótons antes a após interação ($\ln(I_0/I)$) e a espessura do material absorvedor obtidos através do FLUKA para as amostras de solo (A1-3 e P1-6) e rocha (AR-4, RMPP, RMPI, RMPS, AR-2 e AR-1) na energia de 0,0595 MeV.....	92

LISTA DE TABELAS

Tabela 3.1-	Amostras utilizadas com respectivas notações e profundidades de coleta.....	45
Tabela 4.1-	Valores médios ($n=3$) da composição elementar (quantidade de óxidos) das amostras (solo e rocha) obtidas por meio da técnica de fluorescência de raios X (FRX). Os valores entre parênteses representam o desvio padrão da média.....	56
Tabela 4.2-	Densidade das amostras de rocha (AR-4, RMPP, RMPI e RMPS) medidas através do método do balão volumétrico.....	66
Tabela 4.3-	Valores obtidos de Z_{eq} para as energias de fótons de 0,015 MeV a 15 MeV para as amostras de solo (A1-3 e P1-6) e rocha (AR-4, RMPP, RMPI, RMPS, AR-2 e AR-1). Os valores entre parênteses representam o desvio padrão.....	87
Tabela 4.4-	Valores obtidos da seção de choque de remoção de nêutrons rápidos (FNRCs) para as amostras de solo (A1-3 e P1-6) e rocha (AR-4, RMPP, RMPI, RMPS, AR-2 e AR-1). Os valores entre parênteses representam três vezes o desvio padrão.....	90
Tabela 4.5-	Valores simulados de μ obtidos por meio do FLUKA e do Phy-X para as amostras de solo (A1-3 e P1-6) e rocha (AR-4, RMPP, RMPI, RMPS, AR-2 e AR-1).....	94

LISTA DE SÍMBOLOS

μ	coeficiente de atenuação linear
$h\nu$	energia do fóton
E_b	energia de ligação do elétron orbital
Z	número atômico
E	energia
σ	seção de choque
θ	ângulo do espalhamento do fóton
E_γ	energia inicial do fóton ajustada para a massa do elétron em repouso
m_e	massa do elétron
c	velocidade da luz
ε	proporção de energia transferida ao elétron
μ_m	coeficiente de atenuação de massa
HVL	camada semi redutora
TVL	camada deci redutora
mfp	livre caminho médio
σ_a	seção de choque atômica
σ_e	seção de choque eletrônica
Z_{eff}	número atômico efetivo
N_{eff}	densidade eletrônica efetiva
C_{eff}	condutividade efetiva'
EBF	fator de <i>buildup</i> de exposição
EABF	fator de <i>buildup</i> de absorção de energia
FNRCs	seção de choque de remoção de nêutrons rápidos

FRX	fluorescência de raios X
V_{bv}	volume interno do balão volumétrico
ρ_{H_2O}	densidade da água a 20°C
m_{H_2O}	massa de água contida no interior do balão volumétrico
m_{bv}	massa do balão volumétrico vazio e seco
ρ_m	densidade das amostras
m_m	massa das amostras contidas no interior do balão volumétrico
I_0	intensidade dos fótons incidentes
I	intensidade dos fótons transmitidos
ρ	densidade do material absorvedor
w_i	fração de peso do i-ésimo elemento constituinte do material absorvedor
B	fator <i>buildup</i>
I_s	intensidade dos fótons espalhados
Z_{eq}	número atômico equivalente
ρ_i	densidade parcial o i-ésimo elemento constituinte do composto
$(\Sigma_{FN RCS}/\rho)_i$	seção de choque de remoção de nêutrons rápidos do i-ésimo constituinte do composto

SUMÁRIO

1 INTRODUÇÃO.....	16
2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA.....	20
2.1 SOLO E ROCHA MATRIZ.....	20
2.2 PROCESSOS DE INTERAÇÃO DA RADIAÇÃO.....	24
2.3 PARÂMETROS DE INTERAÇÃO DA RADIAÇÃO.....	32
2.4 MÉTODO MONTE CARLO.....	39
2.5 ÍNDICES DE INTEMPERISMO.....	41
3 MATERIAL E MÉTODOS.....	43
3.1 DESCRIÇÃO E COLETA DAS AMOSTRAS.....	43
3.2 MEDIDA DA DENSIDADE DO MATERIAL.....	46
3.3 ANÁLISE DA COMPOSIÇÃO QUÍMICA DO MATERIAL.....	47
3.4 PARÂMETROS DE INTERAÇÃO DA RADIAÇÃO.....	48
3.5 SIMULAÇÃO DO COEFICIENTE DE ATENUAÇÃO PELO MÉTODO FLUKA.....	52
4 RESULTADOS E DISCUSSÃO.....	56
4.1 ANÁLISE ELEMENTAR.....	56
4.2 PARÂMETROS DE INTERAÇÃO DA RADIAÇÃO.....	60
4.2.1 Coeficiente de atenuação linear.....	63
4.2.2 Coeficiente de atenuação de massa.....	68
4.2.3 Livre caminho médio (mfp).....	72
4.2.4 Camada semi-redutora (HVL).....	76
4.2.5 Camada deci-redutora (TVL).....	79
4.2.6 Fator buildup de exposição (EBF) e fator buildup de absorção de energia (EABF).....	83
4.2.7 Seção de choque de remoção de nêutrons rápidos (FNRCS).....	89
4.2.8 Coeficiente de atenuação linear através do FLUKA.....	91
5 CONCLUSÕES.....	98
REFERÊNCIAS.....	99

1 INTRODUÇÃO

O solo constitui a camada superior da crosta terrestre juntamente com os diferentes tipos de rochas, sendo formado ao longo do tempo por complexos processos naturais, originados principalmente pela quebra e decomposição das rochas terrestres. O intemperismo, que ocorre pela ação de agentes físicos e químicos, está associado a fragmentação das rochas em partículas menores e a decomposição dos minerais presentes nas rochas, por meio de reações como oxidação, redução, solução e dissociação (Grotzinger; Jordan; Press, 2007). Estes processos quando combinados conferem ao solo suas diferentes características, que o tornam um recurso vital e empregado em diversos usos.

Além disso, o solo é um material complexo que pode ser formado por diferentes horizontes relacionados aos processos de intemperismo. Embora os horizontes compartilhem origens comuns durante sua formação, cada um apresenta particularidades e propriedades únicas. Desta forma, o solo pode ser considerado um sistema dinâmico, continuamente influenciado por diferentes processos naturais, de modo que com o decorrer do tempo, seus horizontes podem se modificar, dando origem a perfis de solos distintos (Foth, 1990).

As rochas exercem um papel fundamental na formação e evolução do solo, pois são a fonte primária dos minerais que compõem esse material. Os diferentes tipos de rochas, como ígneas, sedimentares e metamórficas, possuem características únicas que influenciam a formação e as propriedades do solo (Thompson; Turk, 1998). Além disso, as rochas, assim como os solos, podem ser materiais alternativos a serem utilizados na blindagem das radiações, devido a variada composição química encontrada nesses tipos materiais. Neste sentido, nas últimas décadas tem aumentado o interesse no uso de solos e rochas como materiais alternativos na blindagem das radiações (Abdalla et al., 2022; Agar, 2018; Aita et al., 2022; Singh; Badiger; Kucuk, 2014; Raje; Chaudhari, 2010; Obaid et al., 2018; Karabul et al., 2015).

Como descrito por inúmeros autores, há uma regra geral quando se trata da blindagem contra radiações, ou seja, quanto maior o número atômico de um material, maior será sua capacidade de atenuar a radiação. O mesmo princípio também é aplicado para materiais de alta densidade. Assim, metais como chumbo,

ferro e materiais que contenham estes dois elementos, são reconhecidos como eficientes na blindagem da radiação. No entanto, apesar de sua eficácia, esses materiais apresentam desafios relacionados à durabilidade, ao custo e à toxicidade, tornando-os inviáveis na utilização em larga escala (Elsafi et al., 2021). Por este motivo, a busca por materiais alternativos e de baixo custo tem aumentado nos últimos anos (Biswas et al., 2016; Demir et al., 2013).

As rochas têm apresentado resultados interessantes quando se trata de blindagem das radiações, inclusive alguns tipos com desempenho melhor em relação ao concreto, que é um dos materiais mais utilizados (Masoud et al., 2022). Além disso, muitas vezes as rochas são usadas em combinação com outros materiais para garantir um melhor desempenho, como no caso da transformação de rochas basálticas em fibras (Ding; Zhang; Liu, 2022) e no enriquecimento de concreto (Abdullah et al., 2022; Badarloo; Lehner; Doost, 2022).

Diferentes parâmetros físicos são empregados nas medidas de blindagem das radiações. O coeficiente de atenuação linear (μ) e de massa (μ_m) são os parâmetros mais comuns, fornecendo informações sobre a probabilidade de os fótons serem atenuados. Esses dois parâmetros dependem da composição química das amostras, energia dos fótons, espessura e densidade do material atenuador, no caso de μ (Alabsy et al., 2024; Bakri; Gareso; Tahir, 2024). Devido a dependência de inúmeros fatores, μ e μ_m são parâmetros interessantes na análise da interação da radiação com a matéria. Outros parâmetros de grande interesse são o livre caminho médio (*mean free path*, mfp), que mede a distância média que um fóton percorre no material antes de sofrer interação, a camada semi-redutora (*half value layer*, HVL), que se refere a espessura necessária para reduzir a intensidade dos fótons em 50% e a camada deci-redutora (*tenth value layer*, TVL), que se refere a espessura necessária para reduzir a intensidade dos fótons em 90% (Okafor; Okonkwo; Okokpujie, 2021).

Para complementar os demais parâmetros, ainda são empregados em estudos de blindagem os fatores *buildup* de exposição (*exposure build up factor*, EBF) e de absorção de energia (*energy absorption build up factor*, EABF). O EBF ajuda a quantificar as complexas interações de absorção, espalhamento e produção de radiação secundária no ar, após os fótons interagirem com o material absorvedor, enquanto o EABF considera os fótons incidentes e sua acumulação no interior do

material (Salehi; Sardari; Jozani, 2015). Porém, além da interação de fótons, também é interessante a análise de como os materiais de blindagem são eficientes na atenuação de partículas como nêutrons. Neste sentido, a seção de choque de nêutrons rápidos (*Fast Neutron Removal Cross Section*, FN RCS) é um parâmetro geralmente usado por permitir compreender e quantificar a interação de nêutrons com os materiais de blindagem, permitindo a sua otimização (Sallam et al., 2020).

Apesar da existência de inúmeros estudos sobre a eficiência de diferentes materiais na blindagem das radiações, não se tem conhecimento de trabalhos envolvendo a comparação entre solos e rochas de um mesmo perfil, principalmente com relação a rochas sedimentares. Estudos envolvendo a eficiência de neossolos litólicos na atenuação da radiação também não foram encontrados na literatura. Esses solos são caracterizados por sua baixa profundidade e presença de rochas próximas à superfície e, por serem pouco intemperizados, possuem composição química semelhante à rocha matriz (Pinheiro et al., 2022). Neste sentido, este estudo visa uma comparação sobre a eficiência do solo e da rocha na blindagem das radiações. Considerando o pouco intemperismo do solo e as possíveis semelhanças na composição química entre o solo e a rocha, é possível que ambos atenuem a radiação de maneira similar.

O estudo aqui proposto está fundamentado na possibilidade do uso de solos e rochas como locais para o armazenamento de rejeitos radioativos. A produção de resíduos radioativos no mundo tem crescido a cada ano, e seu armazenamento é um problema econômico e de saúde pública (Mann et al., 2016). Neste sentido, faz-se necessário verificar como esses materiais podem atuar na atenuação da radiação, de modo que os seres humanos possam estar seguros dos efeitos deletérios das radiações ionizantes. Além disto, solos e rochas têm sido utilizados em misturas com outros materiais visando a produção de materiais alternativos e mais baratos para a blindagem das radiações (Mamikhin et al., 2017; Mann et al., 2013; Tyagi et al., 2021). Como solos e rochas podem ter diferentes origens e composições, o estudo da capacidade de atenuação de cada tipo de material torna-se fundamental, a fim de se verificar a eficiência de blindagem. Desta forma, resultados como desta pesquisa podem fornecer dados para a proposição de políticas públicas visando o uso de materiais alternativos na área de proteção radiológica.

Desta forma, pretende-se por meio deste estudo científico:

- (a) Analisar a composição química de um Neossolo Litólico e da rocha de origem de um mesmo perfil;
- (b) Verificar a existência de diferenças nos parâmetros de interação da radiação entre o solo e rocha;
- (c) Avaliar a eficiência da rocha e do solo como material a ser usado em blindagem radiológica.

Para que os objetivos propostos possam ser alcançados, serão realizadas:

- (a) Caracterização da composição química de Neossolo Litólico e da rocha do mesmo perfil em diferentes profundidades, por meio da fluorescência de raios X;
- (b) Determinação dos parâmetros de blindagem de radiação (μ , μ_m , mfp, HVL, TVL, EBF, EABF e FNRCS) para o solo e a rocha;
- (c) Avaliação de possíveis diferenças na blindagem das radiações entre o solo e a rocha;
- (d) Comparação dos resultados de μ por diferentes métodos de simulação.

2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

2.1 SOLO E ROCHA MATRIZ

Segundo Teixeira et al. (2009) o solo é difícil de ser definido por conta de sua complexidade, com seu conceito variando de acordo com a maneira que é utilizado; entretanto, para a pedologia, o solo é considerado como um produto do intemperismo. Durante o processo de desenvolvimento do solo são formadas camadas distintas, as quais são conhecidas como horizontes (Schaetzl; Thompson, 2016). Essas camadas possuem diferentes características físicas, químicas e biológicas, sendo formadas pela ação de diferentes fatores como a rocha matriz, tempo, clima, topografia e ação de organismos vivos. A ação dos últimos quatro fatores sob a rocha matriz resulta na formação de diferentes tipos de solos (Reichardt; Timm, 2004).

De acordo com Hartemink (2019), solos bem desenvolvidos são compostos, geralmente, por cinco horizontes classificados de acordo com suas características. A camada mais superficial é chamada de horizonte O, sendo rica em material orgânico não decomposto ou que se encontra em vias de decomposição, essencialmente constituída por restos vegetais e animais. Na sequência, aparece o horizonte A, o qual muitas vezes pode ocorrer diretamente na superfície, dependendo do tipo de solo. Este horizonte é rico em matéria orgânica decomposta e também em substâncias minerais. Por este motivo, o horizonte A é conhecido como o primeiro horizonte mineral do solo.

Na sequência do horizonte A encontra-se o horizonte E, que é composto por minerais de coloração clara. Neste horizonte ocorrem os processos de eluviação e lixiviação associados ao transporte de partículas e substâncias solúveis do solo em função da infiltração da água, aumentando a concentração de partículas como argila e silte (Sauzet et al., 2023; Foth, 1990). O horizonte B se localiza abaixo do horizonte E. Este horizonte é formado por partes bastante desagregadas da rocha que deu origem ao solo. Neste horizonte ocorre a acumulação de argila oriunda da camada superior (Schaetzl; Thompson, 2016; Wilding Et Al., 1983). Por fim, o horizonte C é composto principalmente por partículas minerais resultantes da decomposição da rocha matriz, não sendo tão impactado por processos climáticos e pedogenéticos. Este horizonte é formado por partes que estão pouco desagregadas

da rocha-mãe, apresentando materiais que ainda estão no processo de transformação em solo.

A camada R, constitui a região que compõe a rocha matriz (material de origem) do solo, que no contexto geológico está relacionada com o material consolidado, sendo composta predominantemente de minerais e seus fragmentos (Ulbrich et al., 2023). É a rocha matriz que, submetida ao processo de intemperismo, sofre desagregação e decomposição dando origem aos demais horizontes do solo. Na figura 2.1 é apresentado um desenho esquemático representando os diferentes horizontes de um solo bem desenvolvido.

Figura 2.1: Representação esquemática de um perfil de solo hipotético com identificação dos limites referentes aos horizontes O, A, E, B, C e material de origem.



Fonte: Adaptado de LEPSCH (2016)

Na crosta terrestre podem ser encontrados três tipos de rochas, sendo elas: sedimentares, ígneas e metamórficas. As rochas sedimentares são formadas através da compactação de sedimentos, produzidos através do intemperismo sobre uma rocha pré-existente, que podem ser transportados por meio da ação do vento, água, ou até mesmo gelo até algum local de deposição sobre a superfície terrestre. Esses sedimentos podem ser seixos, areia, silte e argila, ou então restos de plantas e animais, formando este tipo de rocha por longos períodos de tempo (Teixeira et al., 2009). Já as rochas ígneas são formadas através do resfriamento e solidificação do magma (resultado da fusão parcial de rochas) presente nas camadas internas do planeta (Obruchev, 2005). As rochas metamórficas são produzidas quando expostas a alta temperatura e pressão, o que faz com que possa ocorrer mudanças na mineralogia, composição química ou textura de rochas pré-existentes (Grotzinger; Jordan; Press, 2007).

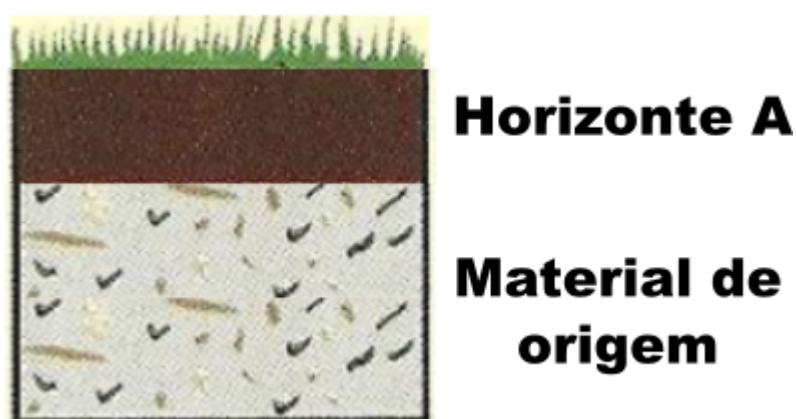
Como descrito anteriormente, o processo de intemperismo exerce papel central na formação do solo e das rochas sedimentares. O intemperismo trata das mudanças que ocorrem na crosta terrestre e pode ser dividido em três tipos: 1) intemperismo físico, que altera a rocha de um estado consolidado para um estado não consolidado, devido às alterações presentes na superfície terrestre, como o congelamento e descongelamento de água na rocha, ação do sistema radicular das plantas, atividade humana, ação de ciclos de umedecimento e secamento, ação do vento, entre outros fatores; 2) intemperismo químico, responsável por mudanças na composição das rochas, devido a reações químicas entre os diferentes minerais que compõem as rochas e os elementos químicos presentes, principalmente na solução da rocha e do solo (Jackson; Sherman, 1953); e 3) intemperismo biológico, causado por organismos vivos no solo, auxiliando no intemperismo químico e/ou físico nas rochas; sendo causado por plantas, que podem causar fragmentação de rochas; por animais, por meio de escavação e secreção, e por microrganismos, que liberam substâncias que facilitam a quebra de rochas (Suguio, 2003).

Com relação ao processo de formação do solo, o intemperismo atuará na transformação gradual da rocha matriz em solo. Os processos de intemperismo fragmentam as rochas ao longo de décadas, e esses fragmentos continuam a sofrer alterações à medida que interagem com fatores externos como a água, os organismos vivos, a vegetação, a fauna, a ação antropogênica, etc., o que torna

esse material inicialmente fragmentado em um meio poroso funcional diferente da rocha matriz (Stevenson; Cole, 1999).

Os neossolos litólicos são um exemplo de solo que resulta do processo de intemperismo. Esses solos são caracterizados por apresentarem uma sequência de horizontes do tipo A-R ou A-C-R (Figura 2.2) (Embrapa, 2018). Sendo assim, um neossolo representa um tipo de solo pouco evoluído (Warren et al., 2022). Geralmente, os neossolos são compostos por material mineral e orgânico, e possuem profundidade efetiva reduzida, em virtude do contato próximo com a rocha-mãe (Pedron et al., 2009). Assim, o contato lítico, a interface no perfil do solo onde existe o encontro entre solo e rocha, ocorre dentro de 50 cm da superfície do solo (Pinheiro et al., 2022).

Figura 2.2: Representação esquemática de um perfil de neossolo litólico com identificação dos limites referentes aos horizontes A e material de origem.



Fonte: Adaptado de LEPSCH (2016)

Os neossolos são caracterizados como solos rasos sendo encontrados em uma variedade de regiões no Brasil e são especialmente comuns em ambientes específicos como áreas montanhosas e regiões com relevo elevado (IBGE, 2015). Segundo a Classificação Mundial de Solos (WRB), o neossolo litólico (*leptosol*) apresenta uma extensão estimada de 1,655 bilhão de hectares, sendo o grupo de solo mais extenso encontrado no planeta (Driessen; Dudal, 1991). Os solos mais comuns entre os *leptosols*, são aqueles que possuem contato lítico, ou seja, existe a presença de rocha dura em profundidades que variam de 25 a 100 cm abaixo da

superfície do solo, indicando uma limitação no desenvolvimento do perfil do solo devido à presença da rocha matriz próxima à superfície (Warren et al., 2022).

Autores como Pedron et al. (2009) realizaram estudos com neossolos litólicos do Rio Grande do Sul, com intuito de determinar alguns de seus parâmetros físicos e químicos, onde, com relação à granulometria, verificaram baixos teores de argila e altos teores de areia, além de baixos teores de argila dispersa. Com relação a porosidade, esses autores verificaram uma baixa macroporosidade e alta microporosidade, indicando presença massiva de poros de pequeno calibre. A rocha matriz que deu origem a este solo é classificada como uma rocha sedimentar do tipo arenito, composta principalmente por grãos de quartzo, feldspato e outros minerais, unidos por uma matriz mineral (Davies; Ethridge, 1975). O arenito, formado através da litificação de partículas de areia, tem como suas principais características a textura arenosa, que afeta a porosidade e a permeabilidade do solo formado a partir dele. Além disso, o arenito tende a formar solos rasos, especialmente em regiões onde a rocha está próxima a superfície ou exposta (Grotzinger; Jordan; Press, 2007).

2.2 PROCESSOS DE INTERAÇÃO DA RADIAÇÃO

No ano de 1895 ocorreu a descoberta dos raios X com base nos estudos conduzidos pelo físico alemão Wilhelm Roentgen quando trabalhava com a emissão de raios catódicos em tubos de Crookes (Newton, 2009). Um ano depois, em 1896, o físico francês Henri Becquerel foi o responsável pela descoberta da radioatividade, quando estudava o processo de fosforescência natural em sais de urânio. Com o passar dos anos foram sendo descobertos diferentes tipos de substâncias capazes de emitir partículas (alfa, beta, pósitrons, etc.) e fótons (raios X e raios gama). Esses materiais são capazes de causar, de forma direta ou indireta, ionizações nos materiais com os quais interagem (Jungnickel et al, 2017).

Com o advento de experimentos relacionados às substâncias emissoras de radiação ionizante, começaram a aparecer os efeitos nocivos dessas radiações na saúde humana. Esses efeitos eram provocados principalmente pela exposição a doses médias e altas de radiação, as quais ocasionavam queimaduras na pele, náusea, dores de cabeça, queda de cabelo, entre outros efeitos relacionados ao

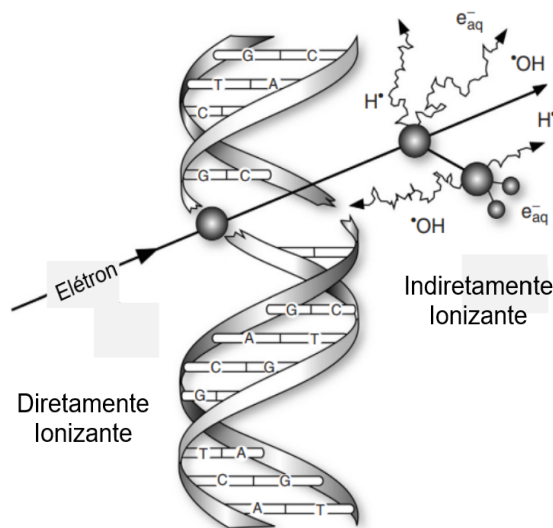
longo período de latência entre a exposição e a manifestação de sintomas, como ocorre no caso do câncer. No entanto, estudos mostram que mesmo doses pequenas de radiação, dependendo da energia da partícula ou fóton interagente, pode remover elétrons orbitais, capazes de serem absorvidos pelo corpo humano causando danos ao DNA (Albert, 2013).

Com o rápido desenvolvimento da indústria nuclear nos anos 60 e 70 do século passado, houve um aumento exponencial na utilização de fontes radioativas emissoras de raios gama nas mais variadas áreas, com a medicina, a agricultura e o meio ambiente (Akkurt, 2009). Neste mesmo período foram desenvolvidos equipamentos que fazem uso de fontes de raios gama, sendo utilizados no diagnóstico e tratamento médico, na detecção de defeitos em materiais, radiografia industrial, medidas de densidade e umidade, conservação de alimentos, tomografia computadorizada, etc. (Tyagi et al., 2021). Como estes equipamentos eram equipados com fontes radioativas, tornou-se necessário o emprego de materiais de blindagem visando a proteção principalmente dos operadores contra as radiações ionizantes (Zeyad et al., 2022).

Quando a radiação atravessa diferentes tipos de materiais, ocorrem interações específicas entre os fótons e/ou partículas e os átomos e/ou moléculas que constituem esses materiais. Estas interações podem ser classificadas de acordo com o tipo de processo e o tipo de partícula que está interagindo. A primeira característica utilizada para classificação dos tipos de radiação é a sua capacidade de ionizar a matéria (Singh et al., 2014). A radiação não ionizante (e.g. ondas de rádio, luz visível, micro-ondas) é aquela que não possui energia suficiente para arrancar elétrons dos átomos, não produzindo átomos carregados (íons) no material que atravessa.

Ao contrário das radiações não ionizantes, as radiações ionizantes são capazes de ionizar a matéria arrancando elétrons dos materiais e tecidos biológicos, uma vez que possuem energia superior à energia de ligação desses elétrons (Weinstein, 2018). No processo de ionização são produzidas partículas carregadas, como elétrons e átomos ionizados. Esta radiação pode ser composta por fótons, como os raios X e raios gama, e partículas, como a alfa, beta e nêutrons (More et al., 2021). A figura 2.3 traz uma representação esquemática demonstrando a diferença entre os efeitos da radiação ionizante e indiretamente ionizante.

Figura 2.3: Representação esquemática dos efeitos da radiação ionizante e indiretamente ionizante no código genético. Na ação ionizante, um elétron secundário interage diretamente com o alvo para causar uma ionização. Na ação indiretamente ionizante, radicais livres produzidos no processo da radiólise da água interagem com o material para produzir radicais no alvo.



Fonte: Adaptado de Lehnert (2007).

A radiação diretamente ionizante se dá com partículas que possuem carga, como elétrons, prótons, partículas alfa e íons pesados, que irão depositar energia em algum material absorvedor (Dewji; Hertel, 2019), como as moléculas do DNA (Figura 2.3). Quando há essa interação com partículas carregadas, pode existir a ionização das moléculas de DNA em um processo direto de um único passo, envolvendo as interações eletrostáticas de Coulomb entre a partícula e os elétrons orbitais dos átomos (Podgorsak, 2006), que podem levar a danos diretos no DNA. Esses danos podem ocasionar a quebra de cadeias, modificações de bases nitrogenadas ou ligações cruzadas entre as diferentes partes do DNA (Lehnert, 2007).

Quando partículas neutras, como nêutrons e fótons interagem com o meio material, o processo ocorre de maneira diferente em relação às partículas carregadas, sendo que a deposição de energia dos fótons ocorre em dois passos, tornando-os, assim, indiretamente ionizantes. Primeiro o fóton pode liberar elétrons através dos processos de interação, como o efeito fotoelétrico e o espalhamento incoerente, e, dependendo da energia, também pode ocorrer a liberação de pósitrons; em seguida, a energia dos elétrons e pósitrons liberados é depositada no

meio através de interações eletrostáticas de Coulomb diretas, que se referem às forças de atração ou repulsão entre partículas carregadas devido às suas cargas elétricas (Kaul, 2012).

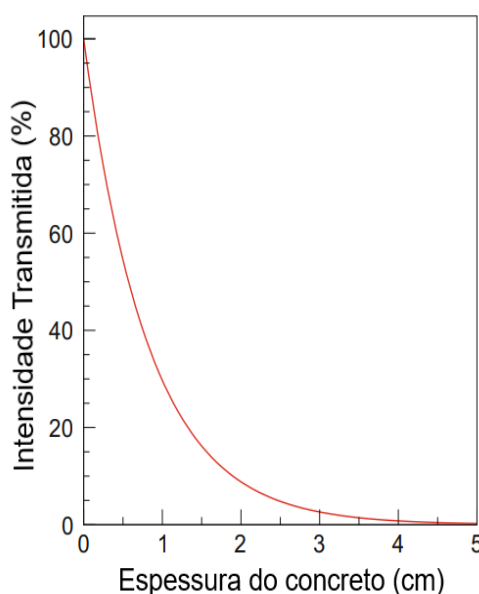
Na figura 2.3, é mostrada a formação de radicais livres por intermédio do processo indiretamente ionizante. Isso ocorre devido ao fato do corpo humano possuir como principal componente a água, e, embora o DNA seja o alvo primário da radiação, a água é irradiada de forma indireta, passando por um processo chamado de radiólise. Nesse processo a água sofre ionização e se divide em outros produtos moleculares, produzindo um radical livre, onde estes radicais livres possuem um elétron desemparelhado em sua camada mais externa, tornando-os altamente reativos e quimicamente instáveis (Trapp; Kron, 2008). Embora os radicais livres tenham uma vida extremamente curta, estimada em menos de 1 milissegundo, eles são capazes de se mover através da célula e interagem com outras moléculas em locais distantes, e, por conta de sua alta reatividade, podem causar danos às moléculas biológicas, como o DNA, proteínas e lipídeos, desencadeando uma série de efeitos adversos (Forshier, 2009).

Na área da ciência do solo, as primeiras aplicações de fontes radioativas para pesquisas iniciaram-se nos anos 50 do século passado, em estudos envolvendo parâmetros como coeficiente de atenuação do solo, densidade e umidade do solo (Colgate, 1952). A partir das informações do coeficiente de atenuação, outras propriedades derivadas deste parâmetro como a densidade, a umidade e a porosidade do solo começaram a ser medidas (Reginato; Van Bavel, 1964; Baytaş; Akbal, 2002; Raje; Chaudhari, 2010). Com isto, a técnica de atenuação de raios gama se tornou amplamente utilizada por ser não destrutiva e não invasiva, quando comparada aos métodos convencionais, oferecendo resoluções da ordem de milímetros a micrômetros nas medidas dos parâmetros físicos do solo (Ferraz; Mansell, 1979).

Quando a radiação atravessa um determinado material, sua interação ocorre por meio de diferentes tipos de processos. O coeficiente de atenuação linear (μ) está relacionado com a probabilidade de que um fóton sofra interação por unidade de comprimento (Shultis; Faw, 2000). Desta forma, quando um feixe incidente de radiação gama ou X interage com um determinado absorvedor, ocorre o processo de atenuação ou absorção, no qual a intensidade do feixe transmitido é reduzida,

podendo ser resultado da absorção direta dos fótons pelo absorvedor ou pelo seu espalhamento (Costa et al., 2014). Quando ocorre o aumento da espessura do material absorvedor, ocorre a diminuição na intensidade do feixe de fótons transmitidos (Figura 2.4). Esta redução ocorre de forma exponencial, sendo explicada pela lei de Beer-Lambert (Hubbell, 1969). Quanto maior o coeficiente de atenuação linear, o qual é função das características do material absorvedor, menor será a quantidade de fótons transmitidos por um determinado absorvedor.

Figura 2.4: Relação entre a intensidade transmitida e a espessura do material absorvedor (concreto).



Fonte: Adaptado de D'Auria (2018).

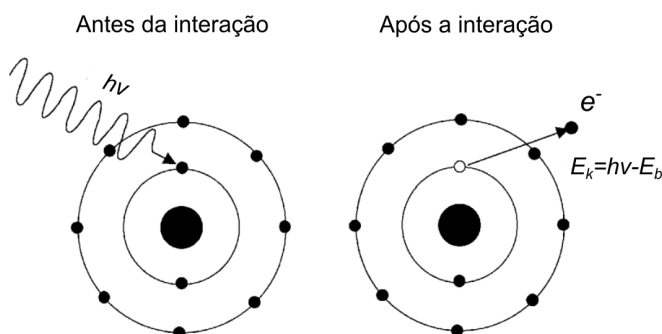
Quando se trata da interação da radiação com a matéria, existem três processos que são considerados os mais relevantes ao se tratar do solo, pois de acordo com a sua composição, esses processos terão influência direta nos processos de interação dos fótons com o solo. O estudo realizado por Davisson (1968) mostrou que na faixa de energia de 50 keV até 50 MeV os processos de absorção dos fótons se devem basicamente ao efeito fotoelétrico, efeito Compton (espalhamento incoerente) e produção de pares.

O efeito fotoelétrico ocorre quando um fóton interage com um átomo transferindo toda a sua energia para um elétron orbital, fazendo com que esse elétron seja ejetado com uma energia cinética dada pela diferença entre a energia

do fóton ($h\nu$) e a energia de ligação do elétron orbital (E_b) (Figura 2.5) (Podgorsak, 2010). O efeito fotoelétrico predomina na faixa de baixas energias dos fótons (<100 keV) e para elementos de alto número atômico (Z) (Krane et al., 1988). A probabilidade de um fóton interagir com um elétron e ejetá-lo de um átomo está relacionado com a sua seção de choque (σ) (Equação 2.1). Geralmente, essa dependência ocorre com aproximadamente Z^4 ou Z^5 , dependendo do número atômico do material, diminuindo rapidamente com o aumento da energia (E) do fóton. Os elétrons que se encontram em níveis de energia mais baixos são os que apresentam maior probabilidade de serem arrancados pelos fótons (Levin, 1981).

$$\sigma \propto \frac{Z^{4-5}}{E^{3.5}} \quad (2.1)$$

Figura 2.5: Representação esquemática do processo de efeito fotoelétrico. Um fóton com energia $h\nu$ interage com um elétron da camada K. O fóton é completamente absorvido e o elétron é ejetado do átomo como um fotoelétrico com energia cinética dada por: $E_k = h\nu - E_b$, onde E_b é a energia de ligação do elétron.



Fonte: Adaptado de Podgorsak (2010).

O efeito Compton se dá quando um fóton é espalhado de um ângulo θ (Equação 2.2) ao interagir com um elétron fracamente ligado (baixa energia de ligação) ao núcleo atômico. Neste processo, o fóton será espalhado para uma nova direção perdendo parte de sua energia no processo, configurando um tipo de espalhamento inelástico, onde, parte da energia cinética inicial é transferida para o elétron, havendo aumento no comprimento de onda do fóton (Shultis et al., 1996). O elétron emergente, após a interação, apresentará energia variável em função da direção de espalhamento, conforme a energia e ângulo de ataque do fóton interagente (Figura 2.6) (Lehnert, 2007). O espalhamento incoerente é geralmente predominante em materiais como o solo na faixa de energia de 0,1 até 5 MeV. Desta

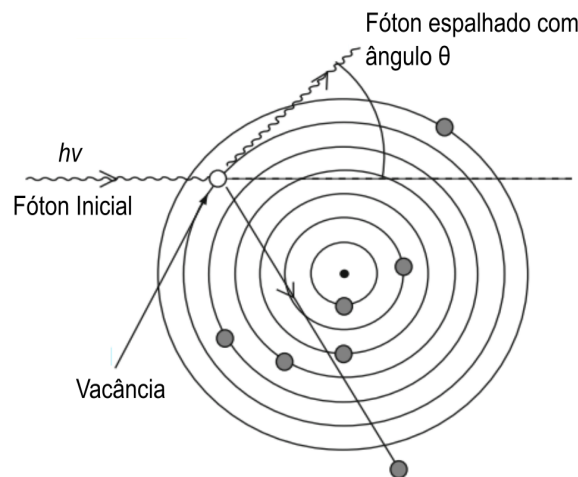
forma, a probabilidade de ocorrência do efeito Compton aumentará para fótons de maior energia ou quando a energia de ligação do elétron possa ser considerada desprezível em relação à energia do fóton incidente. No entanto, é válido mencionar que sua seção de choque possui uma dependência fraca com Z do material absorvedor (Equação 2.3) (D'auria, 2018).

$$\sin^2(\theta/2) = \frac{1}{2\gamma} \frac{\varepsilon}{1-\varepsilon} \quad (2.2)$$

$$\sigma \propto \frac{Z}{E} \quad (2.3)$$

onde, θ representa o ângulo de espalhamento do fóton em relação a direção de incidência, $\gamma = E_\gamma / 2m_e c^2$, E_γ é a energia inicial do fóton ajustada para a massa do elétron em repouso ($m_e c^2 = 511 \text{ keV}$) e ε é a proporção de energia transferida ao elétron $\varepsilon = E_e / E_\gamma$.

Figura 2.6: Representação esquemática do efeito Compton. Um fóton com energia $h\nu$ interage com um elétron fracamente ligado ao núcleo atômico. O fóton ao interagir com o elétron transfere parte da sua energia inicial para um elétron, que sofre um recuo após a interação.



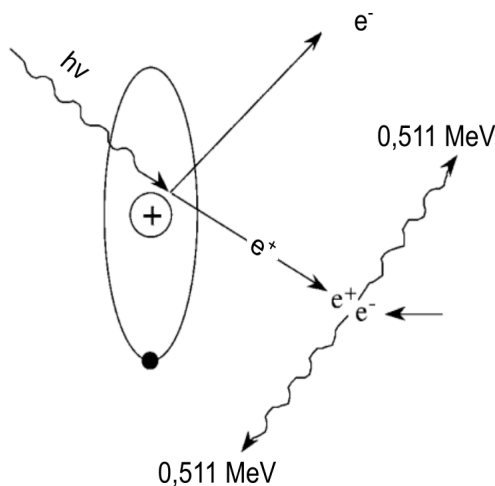
Fonte: Adaptado de Cantone; Hoeschen (2011).

Para as energias mais altas dos fótons, acima de 1,022 MeV, ocorre a produção de par elétron-pósitron (Figura 2.7) (Goitein, 2007). Quando um fóton interage com o campo elétrico nuclear, ao passar próximo do núcleo de um átomo, com elevado número atômico (Z), o fóton irá desaparecer dando origem a um par

elétron-pósitron (Cerrito, 2017). Basicamente, a energia do fóton é utilizada na produção de um elétron e um pósitron mais a energia cinética relacionada a essas duas partículas (Mlađenović, 1973). Para a faixa de energias mais altas (>10 MeV), a produção de pares será o principal processo de interação influenciando a absorção dos fótons (Attix, 2008). A seção de choque (σ) da produção de pares irá aumentar com a energia do fóton e também com o número atômico do material com o qual interage em aproximadamente $(Z)^2$ (Equação 2.4) (Turner, 2008).

$$\sigma \propto Z^2 \ln E_\gamma \quad (2.4)$$

Figura 2.7: Representação esquemática do processo de produção de pares. Um fóton com energia $h\nu > 1,022$ MeV interage com o campo de força do núcleo atômico. O fóton ao interagir desta maneira, cria um par elétron-pósitron. O excesso de energia do fóton é dividido igualmente entre as duas partículas resultantes. O processo que ocorre em seguida é caracterizado como aniquilação.



Fonte: Adaptado de Martin (2008).

Existem, ainda, outros tipos de interações que ocorrem entre os fótons e a matéria, sendo um deles o espalhamento Rayleigh, que resulta na dispersão de elétrons ligados ao átomo (Andreo et al., 2017). Nesta interação não há excitação ou ionização do átomo, devido ao fato de que o átomo como um todo absorve o momento transferido, possuindo uma energia de recuo muito pequena, fazendo com que o fóton incidente tenha ângulo de dispersão relativamente pequeno, permanecendo essencialmente com a mesma energia após a interação (Podgorsak, 2006).

O espalhamento Thomson é outro processo em que o fóton interage com a matéria. Quando a energia da radiação é inferior à energia de ligação de um elétron orbital fortemente ligado, esse fóton pode ser momentaneamente absorvido, sendo o elétron elevado a um estado excitado (Turner, 2008), e posteriormente, esse elétron emite a totalidade dessa energia para retornar a estabilidade. Por se tratar de uma dispersão elástica, onde não existe mudança na frequência do fóton, há o redirecionamento dos fótons incidentes sem transferência de energia para o meio no qual está se propagando (Carroll, 2023).

2.3 PARÂMETROS DE INTERAÇÃO DA RADIAÇÃO

Ao tratar da proteção contra fontes externas de radiação ionizante, existem princípios que devem ser levados em consideração. O primeiro deles é o tempo, pois quanto menor o tempo de exposição a uma fonte radioativa, menor será a dose de radiação a que o corpo estará exposto. A distância também deve ser levada em consideração, pois quanto mais distante uma pessoa estiver da fonte radioativa, menor será a dose a que estará exposta (Turner, 2008).

Além da questão da distância e do tempo de exposição, um dos métodos mais básicos de proteção contra a radiação envolve o uso de materiais para blindar a radiação. A eficiência da blindagem irá depender da composição do material usado para este fim e também de sua espessura. No entanto, é válido mencionar que a blindagem irá reduzir a quantidade de fótons transmitidos, sendo impossível, dependendo da situação (e.g. energia dos fótons), atenuá-los completamente (Akkaş, 2016). Por este motivo, é importante a determinação de parâmetros que possibilitem analisar a eficiência da blindagem.

Quando materiais como solos e rochas são analisados em termos de suas capacidades de blindagem, é válido mencionar que esses materiais são heterogêneos, sendo formados por minerais e partículas de diferentes tipos e tamanhos. Geralmente são encontrados na composição química de solos e rochas elementos leves, como o silício (Si), o alumínio (Al), o oxigênio (O), entre outros. Também estão presentes uma série de elementos traços, como o ferro (Fe), o cobalto (Co) e o zinco (Zn) (Raje; Chaudhari, 2010). Por serem materiais abundantes e de fácil acesso, existe um grande interesse na utilização de solos e

rochas como material para proteção contra radiação (Baytaş et al., 2002; Singh; Badiger; Kucuk, 2014). O baixo custo associado à utilização do solo e rochas para blindagem contra a radiação também é um fator importante para verificar a viabilidade e eficácia desses materiais nesse tipo de aplicação. Desta forma, entender como esses materiais atenuam a radiação é de suma importância (Akman et al., 2019).

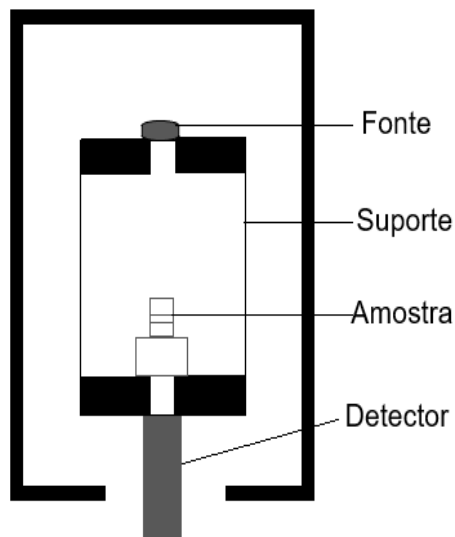
Um dos parâmetros empregados com frequência em investigações das propriedades de blindagem dos materiais é o coeficiente de atenuação linear. Inúmeros outros parâmetros dependem de μ , o qual mede a probabilidade de que um fóton seja absorvido por unidade de comprimento (Martin, 2008). Esse coeficiente representa uma característica de cada material, sendo função da densidade, energia do fóton, espessura (medida experimental) e composição química do material absorvedor. Por exemplo, materiais constituídos de elementos de elevado número atômico e densidade física irão apresentar alta capacidade de absorção de fótons, o que significa altos valores de μ . A relação entre a quantidade de fótons incidentes e transmitidos por um absorvedor é dada pela equação de Beer-Lambert (Equação 2.5), a qual fornece informações sobre como as contagens dos fótons são influenciadas pela espessura (x) e pelas características do material absorvedor (μ). Uma forma de se obter μ experimentalmente (Figura 2.8) é por intermédio da equação de Beer-Lambert (Equações 2.5 e 2.6):

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (2.5)$$

$$I = I_0 e^{-\mu_m \rho x} \quad (2.6)$$

onde I_0 e I são as intensidades dos fótons incidentes e transmitidos e ρ a densidade do material absorvedor.

Figura 2.8: Representação esquemática de um arranjo experimental onde a amostra é depositada em recipientes, o qual é colocado entre a fonte de radiação gama e o detector por meio de uma disposição geométrica adequada. Envolvendo o aparato experimental encontra-se a blindagem de chumbo.



Fonte: Adaptado de Chaudhari e Raje (2010).

No entanto, o coeficiente de atenuação linear depende do estado da matéria (sólido, líquido ou gás), devido à influência da densidade em sua determinação (L'annunziata, 2012). Neste sentido, o coeficiente de atenuação de massa geralmente é utilizado por não depender do estado em que o material se encontra. Esse coeficiente indica a fração de fótons que são removidos de um feixe de radiação por unidade de massa (Turner, 2008). Uma forma de obtenção de μ_m é medir experimentalmente o coeficiente de atenuação linear e dividi-lo pela densidade do material absorvedor (Equação 2.7). Também existe a possibilidade do cálculo de μ_m por intermédio da regra da mistura (Equação 2.8). É válido mencionar que materiais heterogêneos são compostos por uma mistura de diversos elementos químicos, de modo que é possível assumir a contribuição de cada elemento na atenuação como sendo aditiva (Medhat et al., 2014; Hubbell, Seltzer, 1995). Este pressuposto produz a conhecida regra da mistura, a qual fornece μ_m de qualquer substância como sendo a soma das contribuições devidamente ponderadas de seus elementos (átomos ou óxidos) individuais:

$$\mu_m = \frac{\mu}{\rho} = \frac{\ln(I_0/I)}{\rho x} \quad (2.7)$$

$$\mu_m = \sum_i w_i (\mu/\rho)_i \quad (2.8)$$

onde w_i representa a fração peso do i -ésimo elemento constituinte do material absorvedor.

O cálculo da camada semi-redutora (Equação 2.9) é uma das maneiras mais eficazes de avaliar a eficiência de um material para ser utilizado como blindagem contra a radiação ionizante, pois este parâmetro está relacionado com a espessura de material necessária para reduzir a quantidade de fótons transmitidos em 50%. O valor de HVL é dependente da energia dos fótons e está inversamente relacionado a μ . Assim, quando ocorre aumento da energia do fóton, torna-se necessário aumentar a espessura do material a fim de reduzir a intensidade do feixe pela metade (Tekin et al., 2022).

$$HVL = \frac{\ln(2)}{\mu} = \frac{0,693}{\mu} \quad (2.9)$$

Fótons com energias de altas energias possuem a capacidade de penetrar profundamente a matéria e percorrer longas distâncias no ar sem serem significativamente atenuados. Como a radiação gama possui energias que variam de poucos MeV até centenas de MeV, o processo de atenuação desses fótons é particularmente difícil (Sayyed, 2017). Partindo do mesmo princípio da HVL, a camada deci-redutora (Equação 2.10) é outro parâmetro amplamente empregado no cálculo de blindagens., e diz respeito à espessura necessária para reduzir a intensidade da radiação transmitida a um décimo (10%), ou seja, 90% dos fótons estarão sendo absorvidos pelo material (Mann; Heer; Rani, 2015). A utilização de parâmetros como HVL e TVL, possibilita obter informações sobre níveis específicos da quantidade de radiação tolerável em determinadas aplicações nas diferentes áreas da física das radiações (Akkaş, 2016).

$$TVL = \frac{\ln(10)}{\mu} = \frac{2,303}{\mu} \quad (2.10)$$

O livre caminho médio (Equação 2.11) é outro parâmetro utilizado para determinar como se dará a blindagem de determinado material para diferentes energias dos fótons. Esse parâmetro é definido como a distância média percorrida por um fóton antes que este sofra interação com os átomos de um determinado material (Akman et al., 2019); ou seja, mfp diz respeito à distância média que um

fóton percorre antes de realizar uma interação, sendo expresso como o inverso de μ (Almurayshid et al., 2021). Desta maneira, é possível avaliar a eficácia de um material para fins de blindagem por meio do mfp, sabendo que quanto maior o seu valor, maior será a penetração dos fótons na matéria antes de serem absorvidos ou espalhados.

$$mfp = \frac{1}{\mu} \quad (2.11)$$

Quando a lei de Beer-Lambert é utilizada em medidas de atenuação da radiação, faz-se necessário a existência de uma “boa” geometria do arranjo experimental. Essa boa geometria irá depender das características da amostra, da atividade da fonte radioativa e da colimação do feixe de radiação (Sayyed et al., 2017). Para feixes não colimados, aumenta a probabilidade de que fótons secundários sejam detectados como se fossem transmitidos (Yoshida, 2006). Isto irá diminuir a quantidade de fótons presentes na região do fotopico no espectro da radiação, a qual está relacionada a energia dos fótons gama emitidos pela fonte radioativa. Quando ocorre redução da intensidade no fotopico, aumenta a probabilidade de que as medidas experimentais tenham uma razão sinal-ruído pobre. Um arranjo experimental que possibilita a detecção de fótons secundários é considerado de geometria “pobre”. Para esses arranjos, torna-se necessário a correção da equação de Beer-Lambert acrescentando um parâmetro multiplicativo B (Equação 2.12), conforme a equação na sequência:

$$I = BI_0 e^{-\mu x} \quad (2.12)$$

onde B representa um fator de correção chamado de fator de *buildup* ($B \geq 1$). O fator de *buildup* depende da natureza e da espessura do material absorvedor, além da energia dos fótons incidentes no material (Martin, 2008). É possível definir B como sendo a razão entre a intensidade total do feixe transmitido de radiação ($I+I_s$ – onde I_s indica fótons espalhados) pela intensidade do feixe transmitido (I) que não sofreu interações (Shultis; Faw, 1996).

O fator de *buildup* é dividido em duas categorias: fator de *buildup* de exposição (EBF) e fator de *buildup* de absorção de energia (EABF). O parâmetro EABF representa o fator de *buildup* para o qual a quantidade de interesse é a energia absorvida ou depositada no material em interação e a função de resposta do

detector é a da absorção no material em interação. Para o EBF, a quantidade de interesse é a exposição, enquanto a função de resposta do detector corresponde à absorção no ar (Sayyed; Issa; Auda, 2017). Isto significa que se parte do princípio de que a exposição é equivalente à dose absorvida no ar. Ainda, o fator de *buildup* de absorção da energia é equivalente a um fator de *buildup* relacionado aos fótons, em que a quantidade de interesse é a energia absorvida ou depositada no material absorvedor. Tanto o EBF quanto o EABF possuem os mesmos procedimentos em seus cálculos, utilizando o método da Progressão Geométrica (G-P).

Para obtenção dos parâmetros EBF e EABF, o primeiro passo foi o cálculo da razão (R) (Equação 2.13) entre o coeficiente de atenuação de massa parcial devido ao efeito Compton (espalhamento incoerente) e o coeficiente de atenuação de massa total:

$$R = \frac{(\mu_m)_{Compton}}{(\mu_m)_{Total}} \quad (2.13)$$

O segundo passo foi calcular o número atômico equivalente (Z_{eq}) (Equação 2.14) através de interpolação, conforme a seguinte equação:

$$Z_{eq} = \frac{Z_1(\log R_2 - \log R) + Z_2(\log R - \log R_1)}{\log R_2 - \log R_1} \quad (2.14)$$

Z_1 e Z_2 representam o número atômico dos elementos correspondentes aos raios R_1 e R_2 que satisfazem a inequação $R_2 < R < R_1$ para fótons de determinada energia (Sayyed et al., 2017). Os valores de Z_{eq} são usados na interpolação dos coeficientes de ajustes da função G-P (a , b , c , d e X_k) do material absorvedor analisado por meio da seguinte função de ajuste (Equação 2.15):

$$P = \frac{P_1(\log Z_2 - \log Z_{eq}) + P_2(\log Z_{eq} - \log Z_1)}{\log Z_2 - \log Z_1} \quad (2.15)$$

onde P representa a função de ajuste correspondente a Z_{eq} e P_1 e P_2 representam os valores de ajuste para Z_1 e Z_2 , respectivamente (Sayyed et al., 2017).

O próximo passo foi a obtenção do fator B em função da energia primária do fóton e da profundidade em mfp (Equação 2.16 e Equação 2.17), tanto para EBF quanto EABF, partindo dos parâmetros da função de ajuste G-P fornecidos pela equação anterior (Harima et al., 1986):

$$B(E, X) = 1 + \frac{(b-1)(K^X-1)}{K-1}, \text{ para } K \neq 1, \text{ e} \quad (2.16)$$

$$B(E, X) = 1 + (b - 1)X, \text{ para } K = 1 \quad (2.17)$$

onde os parâmetros E e X representam a energia primária do fóton e a profundidade da penetração, com X variando de 1 a 40 mfp, e b sendo um coeficiente de ajuste. A função K (Equação 2.18), dependente de E e X , é calculada da seguinte maneira:

$$K(E, X) = cX^a + d \frac{\tanh((X/X_k)-2) - \tanh(-2)}{1 - \tanh(-2)}, \text{ para } X \leq 40 \text{ MFP} \quad (2.18)$$

onde a , c e d são coeficientes de ajuste da função G-P e X_k é um parâmetro de ajuste específico do material.

Além das partículas alfa e beta, os nêutrons também possuem a capacidade de causar danos aos tecidos quando interagindo com materiais biológicos. Os nêutrons são partículas desprovidas de carga elétrica, de modo que quando atravessam a matéria, tendem a passar por ela com pouca interação direta. Entretanto, ainda existe a probabilidade de interação com o núcleo atômico, que pode ocorrer através do processo de espalhamento elástico, onde o nêutron interage com o núcleo, apenas mudando sua direção sem perder sua energia, ou através do espalhamento inelástico, no qual o nêutron perde energia, de modo que quando há a sua absorção, este é incorporado ao núcleo do átomo. Estas duas probabilidades de interação são chamadas de seção de choque total (Sayyed, 2016).

Quando nêutrons de alta energia interagem com a matéria, o processo de redução de suas energias (termalização) pode ser descrito pelo parâmetro FNRCS (seção de choque de remoção de nêutrons rápidos), o qual representa uma fração da seção de choque total. O FNRCS está relacionado com a probabilidade de que um nêutron rápido, com alta energia, sofra colisão quando interage com a matéria. Portanto, neste contexto, o termo “remoção” refere-se à mudança do estado do nêutron após a primeira colisão, ou seja, sua energia cinética é distribuída entre as partículas do meio que faz com que o nêutron desacelere, passando para o estado de energia térmica, sendo removido do grupo de nêutrons rápidos que não sofreram primeira interação, indicando que seu comportamento não será mais o mesmo. Sendo assim, à medida que os nêutrons rápidos continuam a colidir com os núcleos atômicos dos materiais que constituem o meio, sua energia cinética diminui gradualmente até que se iguale à energia térmica do meio (Tellili et al., 2014).

Elementos de baixo número atômico são os mais eficientes no processo de termalização dos nêutrons, por possuírem massa atômica semelhante à do nêutron, facilitando a transferência da energia cinética durante as colisões (El Abd et al., 2017).

O processo de termalização dos nêutrons pode ocorrer de diversas maneiras, como o espalhamento elástico, espalhamento inelástico ou captura radioativa (Tellili; et al, 2014). Quando os nêutrons colidem inelasticamente em uma substância, eles perdem parte significativa de sua energia, tornando assim, mais fácil a captura deste nêutron pela substância; por outro lado, quando ocorre uma colisão elástica, não há perda líquida de energia por parte dos nêutrons, apenas são dispersos em um ângulo considerável (El-Khayatt, 2010). E por fim, quando há a captura, o núcleo atômico interage e absorve este nêutron (Loef et al., 1956). A seção de choque de nêutrons rápidos (Equação 2.19) é calculada da seguinte maneira:

$$\Sigma_{FNRCS} = \sum_i \rho_i (\Sigma_{FNRCS}/\rho)_i \quad (2.19)$$

onde ρ_i e $(\Sigma_{FNRCS}/\rho)_i$ são a densidade parcial de cada elemento presente no material absorvedor e a seção de choque de remoção de nêutrons rápidos do i-ésimo constituinte do composto.

2.4 MÉTODO MONTE CARLO

Outra maneira de simular a interação da radiação com a matéria envolve a utilização do método Monte Carlo, que consiste em uma técnica estatística e computacional utilizada para obter soluções numéricas para problemas complexos que envolvem aleatoriedade, incerteza e múltiplos fatores. Esse método pode ser utilizado em situações que envolvam o trajeto de fótons que se movem através de um meio, considerando todas as possíveis colisões e interações que ocorrem durante o percurso, calculando a probabilidade e o ângulo de reflexão quando uma partícula de radiação atinge uma superfície, além da capacidade de simular alterações dinâmicas em objetos ou em meios ao longo do tempo, apresentando a solução de problemas macroscópicos através da simulação de suas interações microscópicas (Seco; Verhaegen, 2016).

Embora o termo “método Monte Carlo” tenha sido formalmente utilizado apenas em 1947, ele remonta a uma tradição mais antiga associada ao cassino de Monte Carlo, que simboliza sua abordagem probabilística. A primeira referência conhecida de método similar é datada de 1777, onde Conde Buffon propôs um método semelhante para estimar probabilidades. Ele imaginou um “experimento” onde uma agulha de comprimento L seria lançada repetidamente sobre uma superfície de linhas paralelas espaçadas a uma distância D , que seria igual ou maior que o comprimento da agulha. A probabilidade (P) de a agulha cruzar uma dessas linhas poderia ser calculada como $P = \frac{2L}{\pi D}$ (Ljungberg; Strand; King, 2013). Pierre-Simon de Laplace, em 1789, percebeu que desta maneira poderia ser determinado o valor de π , e que, com um maior número de agulhas, a acurácia do resultado seria maior (Dunn; Shultis, 2011).

A essência do método Monte Carlo é gerar objetos ou processos aleatórios, por meio de uma abordagem que utiliza de amostragem aleatória de distribuição de probabilidades (Landau; Binder, 2005). A ideia central deste tipo de simulação é a realização do experimento diversas vezes, a fim de se obter uma estimativa precisa das quantidades de interesse, utilizando da Lei dos Grandes Números, a qual afirma que, à medida que o número de experimentos aumenta, a média dos resultados desses experimentos converge para o valor esperado da variável aleatória (Binder; Heermann, 2013).

Nas simulações de Monte Carlo é utilizada uma amostragem aleatória, onde, no processo de uma amostra de população, por exemplo, cada indivíduo terá a mesma chance de ser selecionado, ajudando a garantir que a amostra seja representativa (Kalos; Whitlock, 2009). Existe também um gerador de números aleatórios, um algoritmo usado para produzir uma sequência de números que aparentam ser aleatórios para induzir uma aleatoriedade controlada nos modelos. Apesar dos diferentes tipos de geradores aleatórios, os mais utilizados são os geradores de números pseudo aleatórios, que produzem sequências que se comportam como se fossem aleatórias, porém sendo determinísticas e aleatórias (Bielajew, 2001).

Para a realização deste estudo foi utilizado o FLUKA, baseado no Método de Monte Carlo, que possibilita simular a interação e transporte de partículas

subatômicas, como hádrons (píon, kaon, próton e nêutron), íons pesados (íons pesados genéricos com $Z > 2$) e partículas eletromagnéticas (fótons), em uma ampla faixa de energia, que varia da ordem de poucos quilo-elétron volts até a energia dos raios cósmicos (Battistoni et al., 2015). Com o intuito de garantir uma simulação completa e precisa dos processos físicos envolvidos nas interações das partículas com a matéria, a eficácia do FLUKA é avaliada e otimizada por meio da comparação direta com dados experimentais da geração de novas partículas que ocorrem quando partículas individuais interagem entre si (Battistoni et al., 2007).

Para o FLUKA, um detector é um estimador, que são algoritmos utilizados para registrar e avaliar grandezas físicas associadas ao transporte de partículas através da geometria estabelecida, onde os resultados podem gerar informações sobre doses, fluência, corrente e outras quantidades físicas relevantes para a interação de partículas com materiais (Tusnski et al., 2019). Por utilizar o método Monte Carlo, as simulações realizadas através do FLUKA são consideradas como experimento no sentido matemático, ou seja, um tipo de experimento onde os princípios matemáticos são aplicados para criar modelos e simulações computacionais de sistemas físicos, utilizando de métodos estatísticos para realizar previsões ou inferências sobre o comportamento de um sistema (Izairi-Bexheti; Ristova, 2023).

2.5 ÍNDICES DE INTEMPERISMO

Durante o processo de intemperismo químico, ocorrem mudanças significativas nos minerais presentes no solo, incluindo alteração dos elementos químicos no material de origem. No entanto, se a concentração de Al_2O_3 permanecer constante durante o intemperismo, a relação entre os óxidos de SiO_2 e Al_2O_3 indicará o grau de intemperismo (Ruxton, 1968).

Desta maneira, a razão entre um óxido de grande mobilidade (SiO_2) por um de baixa mobilidade (Al_2O_3), índice K_i (Equação 2.20), fornecerá informações sobre intemperismo do solo (Embrapa, 1997). Valores mais baixos dessa razão servem como um indicador de alto grau de intemperização do solo (IBGE, 2015). Por sua vez, o índice K_r (Equação 2.21), leva em consideração outro óxido de baixa mobilidade (Fe_2O_3).

$$Ki = \frac{\%SiO_2}{\%Al_2O_3} 1,70 \quad (2.20)$$

$$Kr = \frac{(\%SiO_2/0,6)}{(\%Al_2O_3/1,02) + (\%Fe_2O_3/1,60)} \quad (2.21)$$

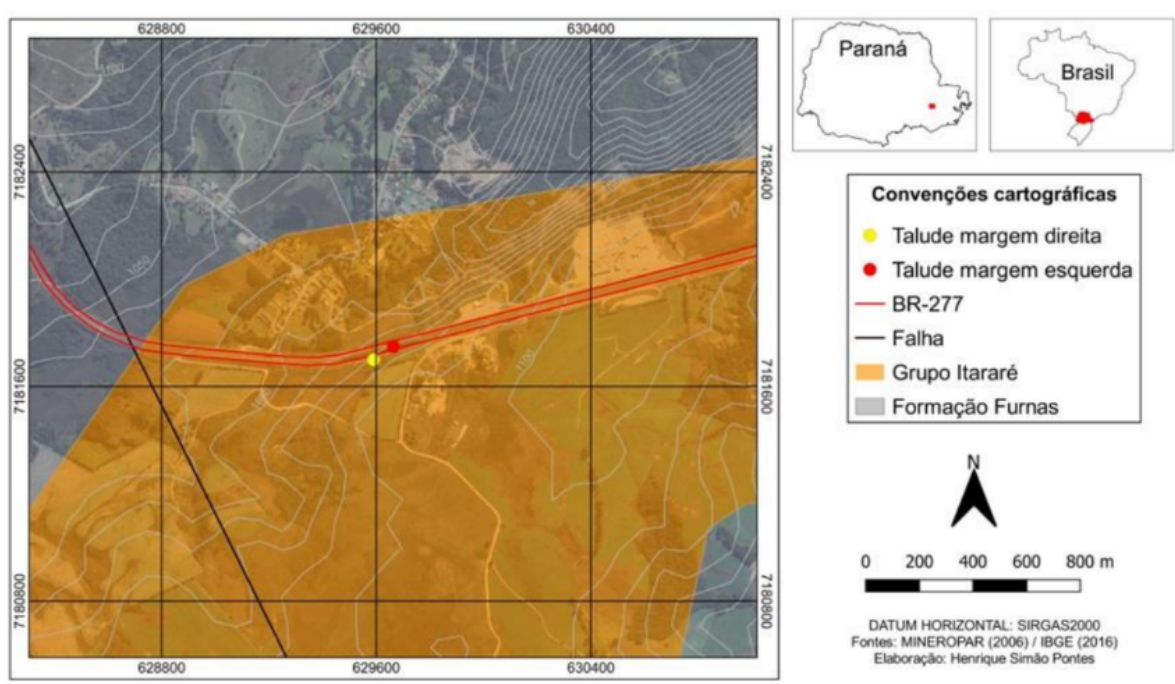
Proposto por Resende e Santana (1998), as relações moleculares de *Ki* e *Kr* permitem classificar os solos em diferentes grupos. A classificação é dividida em grupos caulinítico, gibbsítico e oxídico. O grupo caulinítico possui predominância de argilominerais do grupo da caulinita, podendo ser cauliníticos (*Ki* e *Kr* > 0,75) e cauliníticos-oxídicos (*Ki* > 0,75 e *Kr* ≤ 0,75). Os solos classificados como gibbsíticos possuem predominância da gibbsita, com valor de *Ki* e *Kr* ≤ 0,75; e por fim, os solos classificados como oxídicos são aqueles com predominância de óxidos de ferro e alumínio, com valor de *Kr* ≤ 0,75.

3 MATERIAL E MÉTODOS

3.1 DESCRIÇÃO E COLETA DAS AMOSTRAS

O estudo foi conduzido em amostras de solo e rocha obtidas no município de Balsa Nova, no estado do Paraná, Brasil (UTM: 7181700 e 629590.) (Figura 3.1). As amostras foram coletadas em uma área sujeita a queda de blocos que tornaram o perfil do solo e a rocha expostos, o que permitiu a coleta das amostras de rocha em diferentes profundidades (Figura 3.2). No total foram coletados nove conjuntos de amostras (Tabela 3.1), sendo dois deles referentes às amostras de solo e outros sete às amostras de rocha.

Figura 3.1: Mapa mostrando a localização da área de coleta das amostras.



Fonte: adaptado de Meneguzzo; Pontes; Ribeiro (2023)

As amostras deformadas de solo foram coletadas na camada de 0 a 5 cm em áreas contendo maior quantidade de material orgânico (denominado neste estudo como amostras P1-6) e maior quantidade de material de origem do solo (denominado neste estudo como amostras A1-3). As amostras com maior quantidade de material orgânico foram coletadas em uma região próxima a um

arroio, ao passo que as amostras de solo contendo maior quantidade de material de origem do solo foram coletadas no talude. Para a coleta foram utilizados martelos de geólogos e talhadeiras. O solo, classificado com um neossolo litólico, possui textura classificada como areia franca contendo aproximadamente 5,2% de argila, 14,5% de silte e 80,3% de areia. Pelas análises de composição granulométrica, 0,16% do material do talude ficou retido em peneiras com malhas entre 50 e 2 mm, considerado pedregulho, 46,69% em peneiras com malha entre <2 até 0,15 mm e 49,86% em peneiras com malha entre <0,15 até 0,016 mm. As análises referentes à composição granulométrica foram conduzidas no Laboratório de Mecânica dos Solos e Rochas do Departamento de Engenharia Civil (ABNT NBR 7181:2016). O valor médio da densidade de partículas medida pelo método de picnometria tradicional foi de $2,53 \text{ g cm}^{-3}$ (Teixeira et al., 2017).

Figura 3.2: Foto da área de coleta das rochas mostrando a região de queda de blocos.



Fonte: Cedido por Isonel Sandino Meneguzzo (2023).

Tabela 3.1: Amostras analisadas com suas respectivas notações e profundidades de coleta.

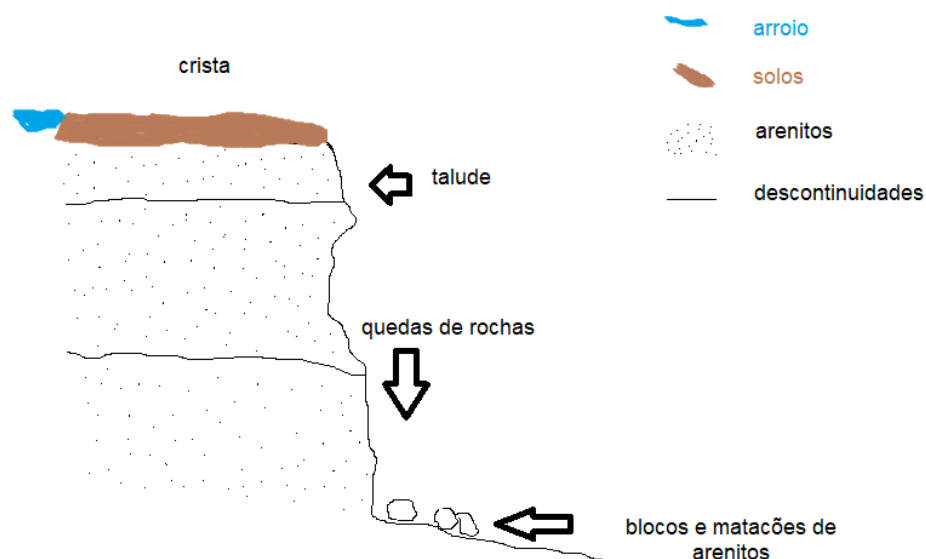
Amostra	Notação	Profundidade
Solo próximo ao arroio	P1-6	0 a 5 cm
Solo próximo ao talude	A1-3	0 a 5 cm
Arenito profundidade 1	AR1	15,50 m
Arenito profundidade 2	AR2	14,32 m
Arenito profundidade 3 (rocha matriz): Rocha matriz de arenito ponto próximo à superfície	AR3 - RMPS	14,23 m
Rocha matriz de arenito ponto intermediário	AR3 - RMPI	14,12 m
Rocha matriz de arenito ponto profundo	AR3 - RMPP	14,02 m
Arenito profundidade 4	AR4	13,97 m

Fonte: a autora.

As amostras de rocha foram coletadas nas seguintes profundidades: 13,97 m (AR-4), 14,32 m (AR-2) e 15,50 m (AR-1) (Tabela 3.1). Essas profundidades foram selecionadas devido às dificuldades de coleta ao longo do perfil da rocha, uma vez que o local é suscetível à queda de blocos. A região referente ao ponto AR3, por se tratar da rocha matriz, foi subdividida em outras três regiões, diferenciadas pela coloração. As amostras da região AR-3 foram coletadas nas profundidades de 14,23 m (amostras de cor mais avermelhada, nomeadas como RMPS), 14,12 m (amostras com cor mais amarelada, nomeadas como RMPI) e 14,02 m (amostras com coloração avermelhada, nomeadas como RMPP). As amostras de rocha foram obtidas utilizando instrumentos específicos para a coleta deste tipo de material.

A figura 3.3 apresenta um esquema dos pontos de coleta do solo e da rocha na região do estudo.

Figura 3.3: Representação esquemática dos pontos de coleta.



Fonte: Cedido por Isonel Sandino Meneguzzo (2023).

3.2 MEDIDA DA DENSIDADE DO MATERIAL

A densidade é uma propriedade importante que será utilizada no cálculo de alguns dos parâmetros de interação da radiação. Nas medidas de fluorescência de raios X (FRX) foram usadas amostras deformadas de solo e rocha após peneiramento e moagem. As amostras de solo foram inicialmente peneiradas em peneira de malha de 2 mm (terra fina seca ao ar) e, posteriormente, moídas com o auxílio de almofariz com pistilo para obtenção de amostras com diâmetros de aproximadamente 45 μm (Bertin, 2012; Tech; Pires, 2022). As rochas foram desagregadas por meio de martelo e alicates para posterior moagem, a fim de produzir amostras com diâmetros de aproximadamente 45 μm , semelhante ao procedimento realizado para o solo. Esse tamanho de grão foi selecionado em função do procedimento adotado para a medida da composição química dos materiais por meio da técnica de FRX (Tech; Pires, 2022).

As medidas de densidade foram realizadas com o auxílio de balões volumétricos com 15 mL de capacidade. O volume interno do balão volumétrico (Equação 3.1) foi determinado preenchendo-o com água e utilizando a relação entre a densidade da água e a massa de água contida no interior do balão volumétrico, após descontar a massa do balão volumétrico após o secamento.

$$V_{bv} = \frac{m_{bv+H_2O} - m_{bv}}{\rho_{H_2O}} = \frac{m_{H_2O}}{\rho_{H_2O}} \quad (3.1)$$

onde V_{bv} é o volume interno do balão volumétrico, ρ_{H_2O} é a densidade da água a 20 °C, m_{H_2O} e m_{bv} representam a massa de água contida no interior do balão volumétrico e a massa do balão volumétrico vazio e seco, respectivamente.

Após a secagem do balão volumétrico, o mesmo foi preenchido com o solo e/ou rocha até ocupar o mesmo volume que a água havia ocupado na etapa de medida do volume interno do balão. O preenchimento foi realizado de forma similar ao procedimento empregado no preenchimento dos porta-amostras para as medidas de FRX, ou seja, pequenas vibrações foram produzidas no balão durante o preenchimento para um melhor assentamento do material. Após o preenchimento, a massa do balão contendo a amostra de solo e/ou rocha foi empregada na medida de densidade (Equação 3.2), a qual foi obtida por meio da seguinte relação:

$$\rho_m = \frac{m_{bv+m} - m_{bv}}{V_{bv}} = \frac{m_m}{V_{bv}} \quad (3.2)$$

onde ρ_m representa a densidade (amostra deformada) do material de interesse (solo e/ou rocha) e m_m é a massa do material de interesse no interior do balão volumétrico.

3.3 ANÁLISE DA COMPOSIÇÃO QUÍMICA DO MATERIAL

A composição de óxidos das amostras foi obtida por meio de um espectrômetro de fluorescência de raios X por dispersão de energia. O equipamento para as medidas de FRX foi o modelo EDX-720 (marca Shimadzu), contendo tubo de Ródio (Rh), com voltagem variando entre 5 e 50 kV e corrente de operação do filamento variando entre 1 e 1000 μ A. O sistema de detecção do equipamento consiste em um semicondutor de Si(Li) resfriado com nitrogênio líquido a -196°C.

As medidas foram realizadas em triplicata (n=3) para cada conjunto de amostras, consistindo aproximadamente de 2 g de material em cada medida. As amostras foram secas em estufa na temperatura de 45 °C por um período de 24 h, antes das medidas. Como descrito anteriormente, as amostras foram passadas em peneira de malha de diâmetro de 2 mm, para então, serem reduzidas a diâmetros de 45 μ m por meio de maceração com almofariz e pistilo. Estas amostras foram

colocadas em porta-amostras fornecidos pelo fabricante do equipamento, os quais foram colocados em filme de Mylar (6 μm de espessura).

O tempo de medida para cada amostra foi de 100 s nas faixas de energia de Na-Sc (voltagem de 15 kV) e de Ti-U (voltagem de 50 kV). As medidas foram realizadas em ambiente sob pressão atmosférica no modo semi-quantitativo. Após as medidas, os dados foram obtidos na forma de óxidos foram empregados nos cálculos dos parâmetros de interação.

3.4 PARÂMETROS DE INTERAÇÃO DA RADIAÇÃO

Os parâmetros de interação da radiação foram simulados por meio dos programas Phy-X (Figura 3.4) (disponível em <https://phy-x.net/PSD>) e XCOM (Figura 3.5) (acessado na plataforma do NIST – *National Institute of Standards and Technology*). O Phy-X permite calcular os parâmetros de interação da radiação na faixa de energia de 1 keV até 15 MeV, além de possibilitar medidas para as energias específicas das fontes radioativas de ^{22}Na , ^{55}Fe , ^{60}Co , ^{109}Cd , ^{131}I , ^{133}Ba , ^{137}Cs , ^{152}Eu e ^{241}Am (Şakar et al., 2020). É válido mencionar que essas fontes radioativas são comumente empregadas em medidas experimentais de parâmetros de interação da radiação na área de física nuclear aplicada. O XCOM é um código de computador desenvolvido para calcular coeficientes de atenuação de massa, para elementos puros, compostos ou misturas na faixa de energia entre 1 keV a 100 GeV. O programa ainda fornece a possibilidade de cálculo das seções de choques totais e parciais para o efeito fotoelétrico, os espalhamentos coerente e incoerente (efeito Compton) e a produção de pares (Berger; Hubbell, 1987). Porém, o XCOM não possibilita a medida de parâmetros geralmente empregados nos cálculos de blindagem e proteção radiológica, sendo utilizado para cálculo das seções de choque (Al-Hadeethi; Sayyed, 2020), contrário ao procedimento adotado no Phy-X/PSD (Şakar et al., 2019).

Figura 3.4 (Parte 1): Interface do programa Phy-X. a) interface inicial para a inserção da composição química e densidade das amostras, b) interface secundária para a escolha da energia dos fótons, e c) interface terciária para escolha dos parâmetros a serem calculados. Continua na próxima página.

a)

Phy-X
PSD: Photon Shielding and Dosimetry

Please enter the chemical formula of the composition you want to calculate in the field below. Eg: 20CaO+10SrO+70B2O3 or C2H16O4..

Energy Range: **Selected Energies**

Sample Code **S1**

Chemical Composition Density g/cm³

Fraction By: ☒ Mol -- or -- ☒ Weight

Analyze

b)

CLOSE

Energy Range

✓

Selected Energies

1.50E-2 → 1.50E+1

✓

Standard Grid

1.00E-3 → 1.00E+5

Characteristic X-Rays

²⁹ Cu ✓ K _α ✓ K _β	³⁷ Rb ✓ K _α ✓ K _β	⁴² Mo ✓ K _α ✓ K _β
⁴⁷ Ag ✓ K _α ✓ K _β	⁵⁶ Ba ✓ K _α ✓ K _β	⁶⁵ Tb ✓ K _α ✓ K _β

Radioactive Isotopes

Am - 241	Ba - 133	Cd - 109
Cs - 137	Co - 60	Eu - 152
Fe - 55	Na - 22	I - 131

OK

Figura 3.4 (Parte 2): Continuação da figura 3.4.

c)

Calculations

☐

 AMW

Average Molecular Weight

☐

 MAC

Mass Attenuation Coefficient

☐

 LAC

Linear Attenuation Coefficient

☐

 HVL

Half Value Layer

☐

 TVL

Tenth Value Layer

☐

 MFP

Mean Free Path

☐

 ACS

Atomic Cross Section

☐

 ECS

Electronic Cross Section

☐

 Zeff

Effective Atomic Number

☐

 Neff

Effective Electron Density

☐

 Ceff

Effective Conductivity

☐

 R

Ratios $(\mu/\rho)_{\text{com}} / (\mu/\rho)_{\text{total}}$

☐

 Zeq

Equivalent Atomic Number

☐

 GPEBF

G-P Fitting Parameters for EBF

☐

 GPEABF

G-P Fitting Parameters for EABF

☐

 EBF

EBF as a function of MFP

☐

 EABF

EABF as a function of MFP

☐

 FNRCs

Fast Neutron Removal Cross Section

Calculate

~ 355k

also

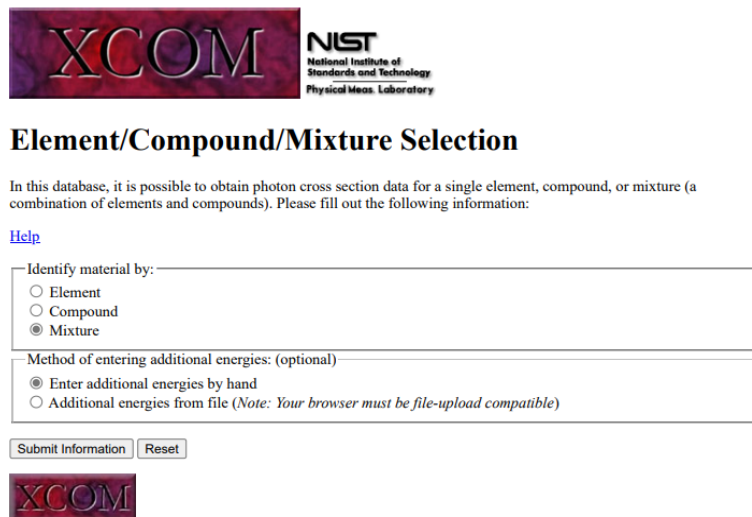
☐

 I accept to cite the reference article

Fonte: Adaptado de Phy-X (2023).

Figura 3.5: Interface do programa XCOM. a) interface inicial para escolha do tipo de amostra e b) interface secundária para inserir composição química e escolha da energia dos fótons.

a)



XCOM NIST
National Institute of Standards and Technology
Physical Measurement Laboratory

Element/Compound/Mixture Selection

In this database, it is possible to obtain photon cross section data for a single element, compound, or mixture (a combination of elements and compounds). Please fill out the following information:

[Help](#)

Identify material by:

☐ Element
☐ Compound
☒ Mixture

Method of entering additional energies: (optional)

☒ Enter additional energies by hand
☐ Additional energies from file (Note: Your browser must be file-upload compatible)

XCOM

b)

Enter the formulae and relative weights separated by a space for each compound. One compound per line. For example:

H₂O 0.9
NaCl 0.1

Note: Weights not summing to 1 will be normalized.

Optional output title:

Graph options:

☒ Total Attenuation with Coherent Scattering
☐ Total Attenuation without Coherent Scattering
☐ Coherent Scattering
☐ Incoherent Scattering
☐ Photoelectric Absorption
☐ Pair Production in Nuclear Field
☐ Pair Production in Electron Field
☐ None

Additional energies in MeV: (optional) (up to 100 allowed)

Note: Energies must be between 0.001 - 100000 MeV (1 keV - 100 GeV) (only 4 significant figures will be used).
One energy per line. Blank lines will be ignored.

☒ Include the standard grid

Energy Range:

Minimum: MeV
Maximum: MeV

Fonte: Adaptado de NIST (2023).

O programa Phy-X/PSD possibilita o cálculo de dezoito diferentes parâmetros, sendo que muitos deles são amplamente utilizados na determinação de blindagem visando questões de proteção radiológica. Os parâmetros de saída do programa são os seguintes: μ , μ_m , peso molecular médio, HVL, TVL, mfp, seção de choque atômica (σ_a), seção de choque eletrônica (σ_e), número atômico efetivo (Z_{eff}), densidade eletrônica efetiva (N_{eff}), condutividade efetiva (C_{eff}), Z_{eq} , EBF, EABF e FNRCS (Şakar et al., 2019).

Para a determinação dos parâmetros de interação da radiação foram empregados os dados da composição elementar das amostras de solo e rocha na forma de óxidos. A simulação foi realizada considerando os principais óxidos constituintes para cada uma das amostras analisadas, considerando aqueles que perfizeram mais de 95% de suas composições, por conta de que, apesar de elementos com pequenas porcentagens serem de grande importância para o solo, sua pequena concentração não tem influência no coeficiente de atenuação (Cesáreo et al., 1994). Os seguintes parâmetros foram calculados no XCOM e Phy-X: coeficiente de atenuação linear e de massa, camada semi-redutora, camada deci-redutora, livre caminho médio, fator de *buildup* de exposição, fator de *buildup* de energia de absorção e seção de choque de remoção de nêutrons rápidos.

Para este estudo selecionou-se as energias de fótons entre 1 keV à 15 MeV na análise dos parâmetros de interação. Essa faixa de energia foi escolhida por permitir analisar como os parâmetros de interação variam em regiões de domínio do efeito fotoelétrico, espalhamentos coerente e incoerente e produção de pares. Também foram selecionadas as energias de fótons referentes às fontes radioativas de ^{241}Am (59,5 keV), ^{133}Ba (356 keV), ^{137}Cs (661,6 keV) e ^{60}Co (1,33 MeV), a fim de se analisar os diferentes parâmetros de interação para energias de fótons de fontes empregadas em inúmeros tipos de aplicações (medicina, engenharia, geologia, etc.). Os cálculos dos parâmetros de interação foram conduzidos para cada conjunto de amostras em triplicata (n=3).

3.5 SIMULAÇÃO DO COEFICIENTE DE ATENUAÇÃO PELO MÉTODO FLUKA

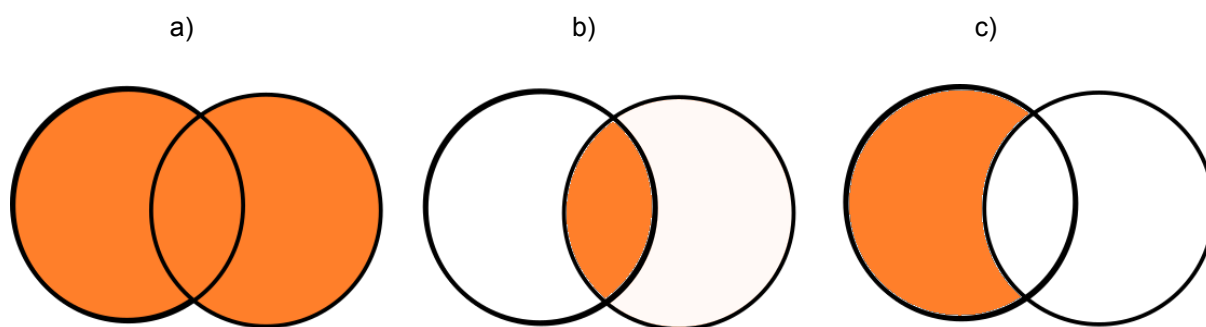
Para o uso do Método de Monte Carlo foi empregada como interface gráfica o programa Flair, que torna o código FLUKA de mais fácil utilização, fornecendo um Ambiente de Desenvolvimento Integrado (IDE); permitindo desde a construção de arquivos de entrada até o processamento de dados e a geração de gráficos (CERN, 2009). No presente estudo, o FLUKA e o Flair foram instalados em um sistema operacional Ubuntu 20.04 lts, com download feito a partir do seguinte website: <http://www.fluka.org/>.

Para realizar as simulações, um dos primeiros cartões utilizados foi o cartão TITLE, o qual não é mandatório, porém permite identificar as diferentes simulações

realizadas. Em seguida, foi necessário definir “eventos” ou “histórias”, que se referem a uma sequência de eventos que acontecem quando uma partícula primária interage com a matéria, ou seja, é utilizado para rastrear o comportamento da partícula desde o início até o término da interação (Akyildirim et al., 2020). As partículas primárias foram caracterizadas como sendo mono energéticas, monodirecionais com origem a partir de um único ponto no espaço. A energia ou momento dessas partículas foi especificada usando o cartão BEAM e a sua posição e direção são especificadas pela opção BEAMPOS (Akkurt; Malidarre, 2022).

Para definir a geometria na simulação, o FLUKA utiliza o princípio da Geometria Combinatória, que emprega operadores booleanos para combinar ou manipular objetos geométricos. Os operadores booleanos utilizados incluíram: união (Figura 3.6a), que combinou objetos geométricos para formar um objeto que contém todos os pontos do objeto original, de intersecção (Figura 3.6b), que determinou a região comum de objetos que possuem a mesma região em comum, e de diferença (Figura 3.6c), que removeu a região de intersecção de um objeto com outro (Mao, 2011).

Figura 3.6: Representação da Geometria Combinatória através dos operadores booleanos, onde (a) operador de união, (b) operador de intersecção e (c) operador de diferença.



Fonte: a autora.

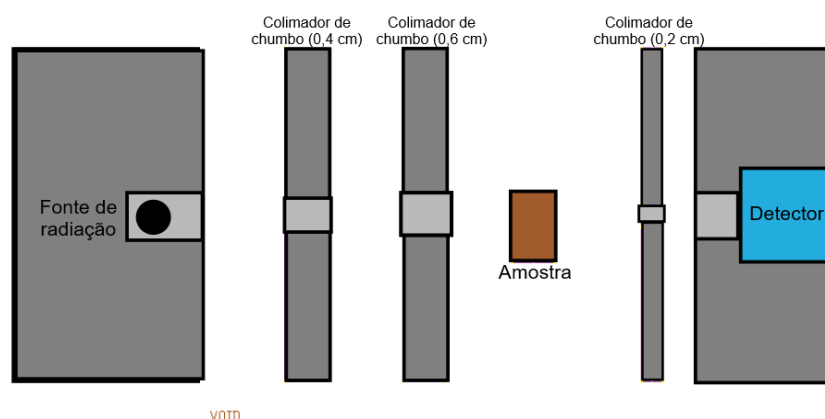
Para montar a geometria da amostra e do aparato experimental simulados, a geometria foi definida por meio dos cartões GEOBEGIN e GEOEND (Nur; Demir; Dal, 2021). Cada região da geometria foi preenchida com um material, sendo homogêneo, vácuo ou com o “blackhole”, um material fictício de uso obrigatório para encerrar a trajetória das partículas (CERN, 2009). Para definir a composição química das amostras de solo e rocha, os cartões MATERIAL e COMPOUND foram

utilizados. E por fim, para definir o material na geometria desejada, o cartão ASSIGMA é utilizado (Sharma et al., 2019).

O detector escolhido para a simulação foi o USBDX. Esse detector é utilizado como estimador de cruzamento de fronteira, ou seja, ele realiza o cálculo de fluência ou corrente de partículas em uma fronteira entre duas regiões selecionadas na geometria do sistema, fornecendo informações detalhadas sobre como as partículas estão interagindo (Sharma; Singh; Sandhu, 2021).

Na figura 3.7 é apresentada a representação esquemática do aparato experimental utilizado nas simulações através do FLUKA.

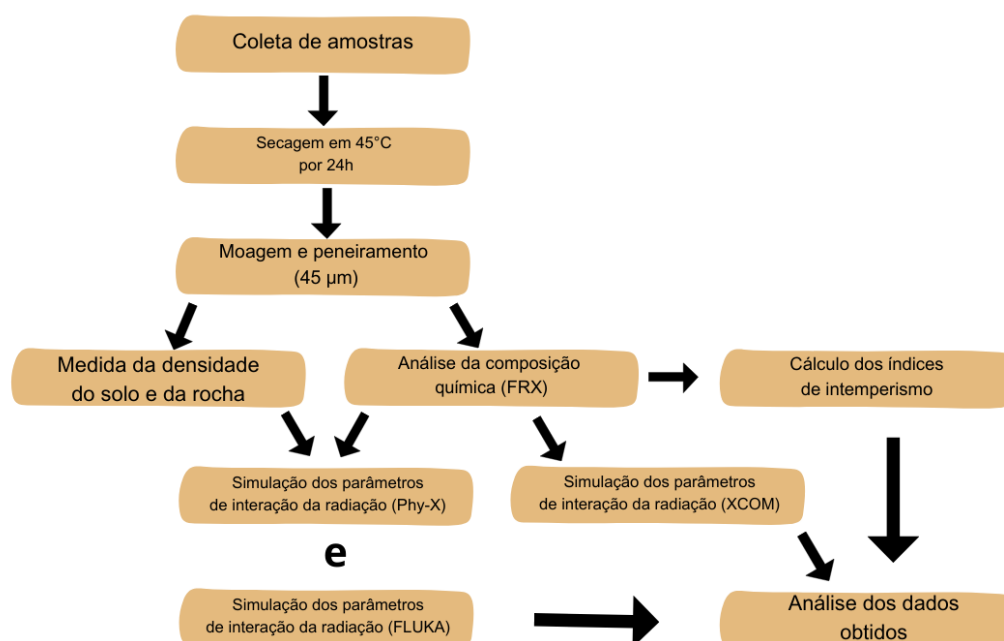
Figura 3.7: Representação esquemática do aparato experimental utilizado no FLUKA.



Fonte: a autora.

Para sumarizar os procedimentos experimentais realizados, na figura 3.8 é apresentado um fluxograma trazendo todas as etapas relacionadas com as medidas e cálculos dos parâmetros de interação conduzidos neste estudo.

Figura 3.8: Fluxograma representando as etapas relacionadas com as medidas e cálculos dos parâmetros de interação realizados neste estudo.



Fonte: A autora.

4 RESULTADOS E DISCUSSÃO

4.1 ANÁLISE ELEMENTAR

Os resultados da análise elementar considerando todos os óxidos medidos pela técnica de FRX para os oito conjuntos de amostras (solo e rocha) são apresentados na tabela 4.1.

Tabela 4.1: Valores médios (n=3) da composição elementar (quantidade de óxidos) das amostras (solo e rocha) obtidas por meio da técnica de fluorescência de raios X (FRX). Os valores entre parênteses representam o desvio padrão da média.

Óxidos (%)	Amostras de Solo e Rocha							
	A1-3	P1-6	AR-4	RMPP	RMPI	RMPS	AR-2	AR-1
SiO ₂	74,90 (0,01)	67,93 (0,01)	73,11 (0,01)	68,43 (0,01)	67,95 (0,01)	66,50 (0,01)	72,05 (0,02)	67,28 (0,01)
Al ₂ O ₃	20,56 (0,01)	28,23 (0,02)	22,49 (0,01)	26,28 (0,01)	26,89 (0,01)	26,67 (0,01)	24,19 (0,01)	27,76 (0,01)
Fe ₂ O ₃	2,07 (0,01)	1,82 (0,01)	2,59 (0,01)	2,36 (0,01)	2,82 (0,01)	3,94 (0,01)	2,48 (0,01)	2,50 (0,01)
K ₂ O	0,55 (0,01)	0,77 (0,01)	1,14 (0,01)	1,74 (0,01)	1,71 (0,01)	1,75 (0,01)	0,39 (0,01)	1,23 (0,01)
SO ₃	0,98 (0,01)	0,57 (0,01)	0,43 (0,01)	0,64 (0,01)	-	0,73 (0,01)	0,59 (0,01)	0,62 (0,01)
TiO ₂	0,58 (0,01)	0,54 (0,01)	0,48 (0,01)	0,47 (0,01)	0,41 (0,01)	0,54 (0,01)	0,65 (0,01)	0,51 (0,01)
CaO	0,22 (-)	0,02 (-)	-	-	-	-	0,02 (-)	-
ZrO ₂	0,10 (-)	0,07 (-)	0,04 (-)	0,04 (-)	0,04 (-)	0,04 (-)	0,09 (-)	0,04 (-)
SrO	0,01 (-)	0,01 (-)	0,01 (-)	0,01 (-)	0,01 (-)	0,01 (-)	0,01 (-)	0,01 (-)

Fonte: A autora.

Em todas as amostras, o óxido de maior abundância foi o SiO₂, com variação de aproximadamente 13% entre a amostra com menor concentração (RMPS) comparado a com maior concentração (A1-3). Se considerarmos o desvio padrão da média para comparar os resultados, verifica-se que todas as amostras apresentaram diferenças entre si para o SiO₂. As similaridades nos conteúdos de SiO₂ entre as amostras de solo e rocha, mostram a influência da rocha mãe na formação do solo, já que se trata de um Neossolo. Também foram encontrados em todas as amostras os óxidos de Al₂O₃, Fe₂O₃, K₂O, ZrO₂ e SrO, sendo que o óxido de estrôncio foi o que apresentou uma menor contribuição na composição elementar de todas as amostras (0,01%). No caso do Al₂O₃, segundo óxido com maior concentração, foi

observada uma diferença de aproximadamente 37% entre a amostra com menor concentração (A1-3) em relação a com maior (P1-6). Novamente, verifica-se que todas as amostras apresentaram diferenças entre si para o Al_2O_3 . As semelhanças no conteúdo de Al_2O_3 entre o solo e a rocha, similar aos resultados para o SiO_2 , mostram a influência da rocha mãe na formação do solo. É válido ressaltar que o solo estudado é pouco profundo (aproximadamente 5 cm de profundidade) e pouco intemperizado, o que torna a sua composição fortemente influenciada pela rocha mãe (Warren et al., 2022; Ferreira et al., 2021). Para o Fe_2O_3 , foram verificadas diferenças de aproximadamente 117% entre o tratamento com menor concentração (P1-6) em relação ao com maior (RMPS), com diferenças entre todas as amostras com base no desvio padrão. É válido ressaltar que os óxidos de Al e Fe são importantes na coesão das partículas de solo atuando na formação de agregados, o que pode ser importante quando se utilizam as amostras de solo para a blindagem das radiações (Bernatek-jakiel et al., 2020; Arias; Barral; Fierros, 1999).

A rocha utilizada neste estudo pode ser classificada como um arenito, que faz parte do que é geologicamente conhecido como Grupo Itararé (Meneguzzo et al., 2023), sendo formada por rochas sedimentares e efusivas a subefusivas de idade paleozóica e mesozóica (Bocardi et al., 2006). Autores como Middleton (1960) e Curtis (1990), ao estudarem a mineralogia de rochas sedimentares, mostraram que os diferentes tipos de arenitos são compostos principalmente por óxidos como o SiO_2 , Al_2O_3 , Fe_2O_3 e K_2O , corroborando com os resultados encontrados no presente estudo.

O intemperismo químico e físico é um processo que altera a composição química das rochas e minerais da superfície terrestre ao longo do tempo. Esse processo ocorre devido à interação dos materiais rochosos com água, ar, organismos vivos e outros compostos químicos presentes no ambiente. Durante o intemperismo químico, os minerais nas rochas podem se decompor ou sofrer alterações em sua estrutura molecular devido às reações químicas, podendo resultar na formação de novos minerais e modificações nos elementos e compostos químicos no solo (Jun et al., 1998). Para avaliar o grau de intemperismo das amostras de solo (A1-3 e P1-6) foram calculados os índices K_i e K_r , onde a amostra A1-3 apresentou um valor médio de K_i igual a 6,2 ($\pm 0,2$) e K_r igual a 5,8 ($\pm 0,2$), já amostra P1-6, apresentou um valor médio de K_i igual a 4,1 ($\pm 0,3$) e K_r igual a 3,9 ($\pm 0,3$), sendo então, classificados como solos cauliníticos.

Como estes solos apresentaram um baixo nível de intemperismo, percebe-se que não há muita diferença entre a composição química dos solos e das amostras de rocha. A principal diferença entre o solo do arroio (A1-3) e do talude (P1-6) está nos valores de SiO_2 e Al_2O_3 , com uma variação de 10,26% e 37,30%, de maneira que a amostra P1-6 se aproximou mais da quantidade de SiO_2 das amostras da rocha matriz (RMPS, RMPP e RMPI). Existe também uma diminuição de Fe_2O_3 nas amostras de solo, sendo essa variação de 34,29% para a amostra A1-3 e de 52,75% para a amostra P1-6 com relação à porcentagem média deste óxido nas amostras de rocha. O processo de exposição do solo aos fatores climáticos pode explicar o menor conteúdo de Fe_2O_3 nas amostras de solo em relação às amostras de rocha (Zulaikah; Pujiastuti; Afrillah, 2020; Koons; Helmke; Jackson, 1980).

Na figura 4.1 são apresentados os conteúdos dos óxidos que foram utilizados no cálculo dos parâmetros de interação para as amostras de solo e rocha. Para estas análises foram selecionados todos os óxidos que perfizeram mais de 95% da composição química das amostras.

Figura 4.1 (Parte 1): Composição química (conteúdo de óxidos) das amostras de solo (A1-3 e P1-6) e rocha (AR-4, RMPP, RMPI, RMPS, AR-2 e AR-1) utilizada no cálculo dos parâmetros de interação da radiação. Nestes gráficos são apresentados somente os óxidos mais abundantes de cada uma das amostras. Continua na próxima página.

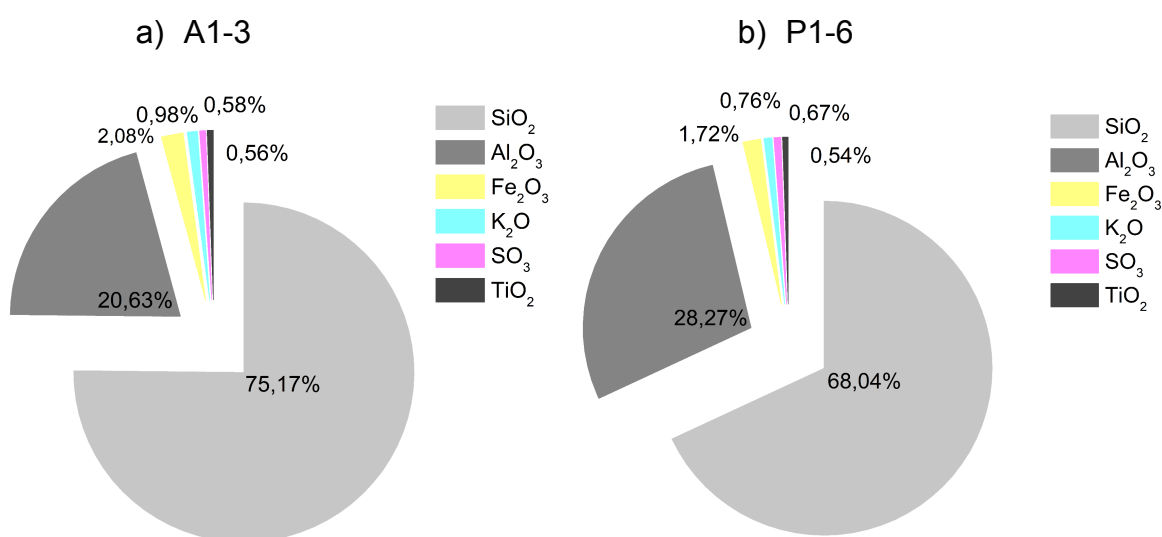
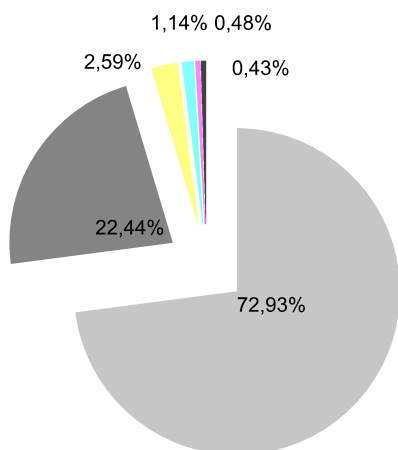
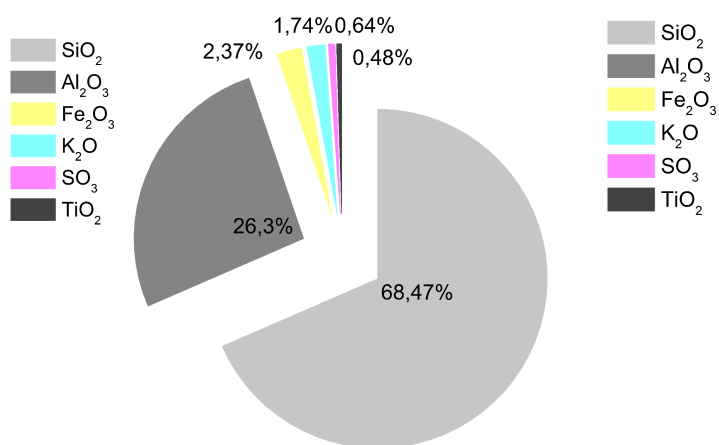


Figura 4.1 (Parte 2): Continuação da figura 4.1.

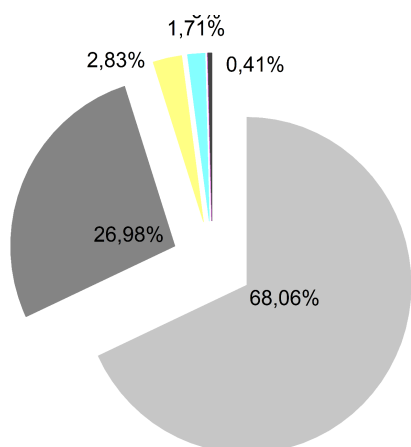
c) AR-4



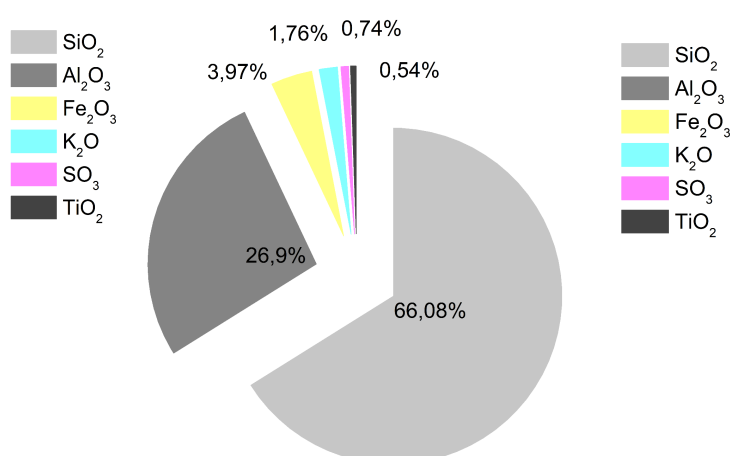
d) RMPP



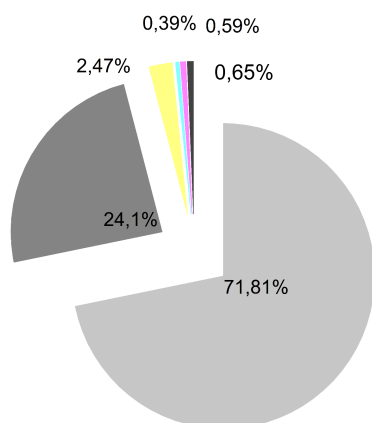
e) RMPI



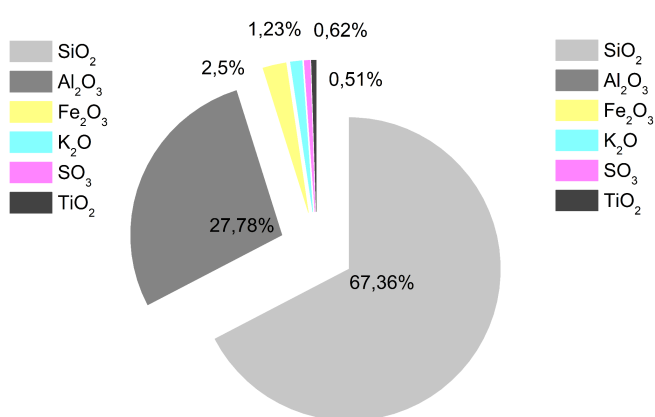
f) RMPS



g) AR-2



h) AR-1



Fonte: A autora.

4.2 PARÂMETROS DE INTERAÇÃO DA RADIAÇÃO

Na figura 4.2 é apresentada a contribuição dos diferentes efeitos de absorção dos fótons (efeito fotoelétrico, espalhamento incoerente e produção de pares) para o solo e rocha obtida por meio de simulação computacional utilizando o programa XCOM.

Figura 4.2 (Parte 1): Contribuição dos principais mecanismos de interação para diferentes energias (E) dos fótons para as amostras de solo (A1-3 e P1-6) e rocha (AR-4, RMPP, RMPI, RMPS, AR-2 e AR-1) obtidos através do programa XCOM. Nestes gráficos são apresentados a porcentagem de contribuição do efeito fotoelétrico, do espalhamento incoerente e da produção de pares. As barras de erro representam o desvio padrão da média. Continua na próxima página.

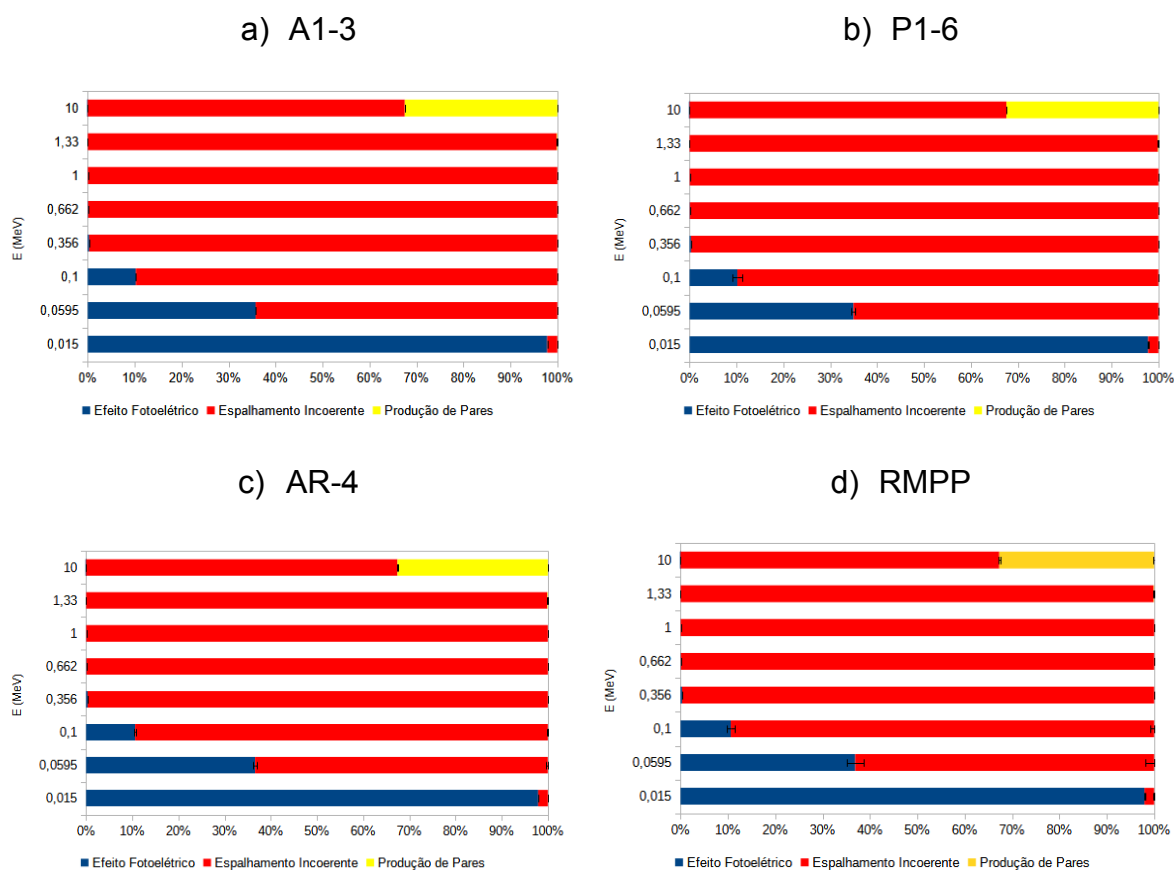
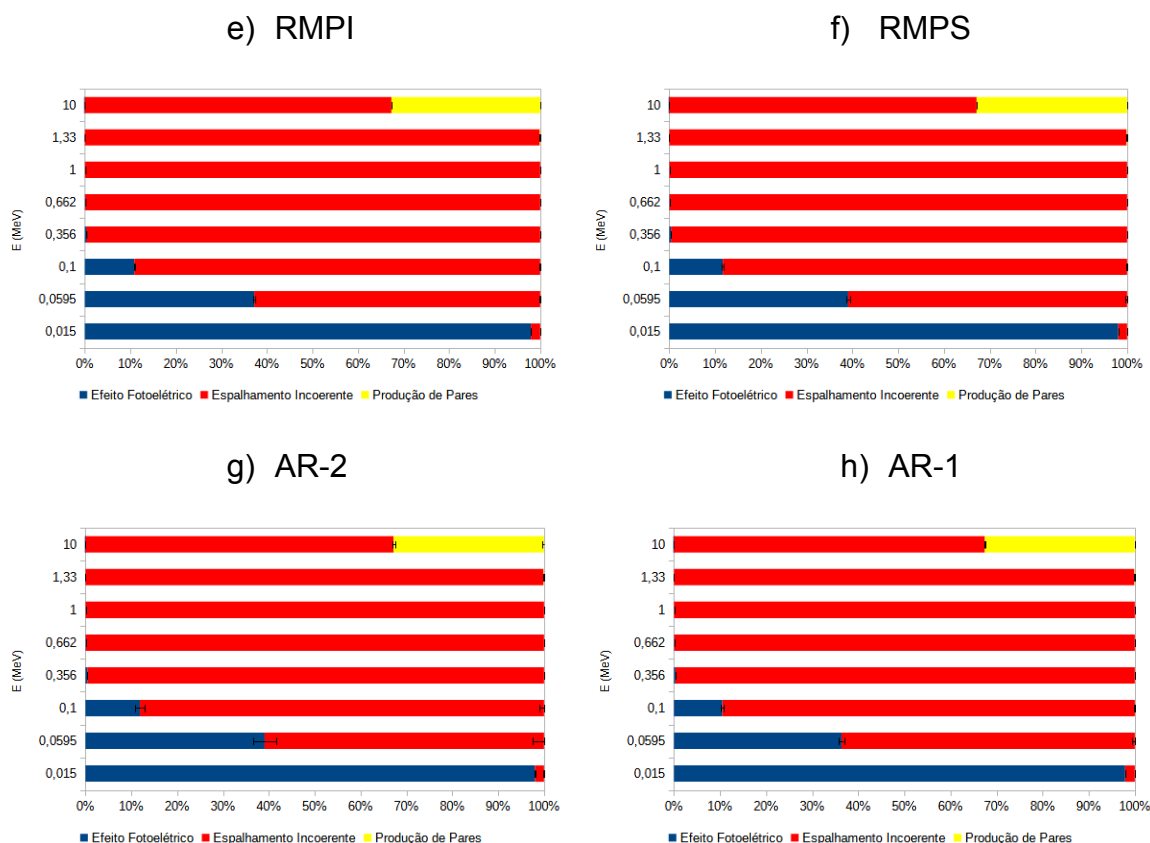


Figura 4.2 (Parte 2): Continuação da Figura 4.2.



Fonte: A autora.

Na figura 4.2 é apresentada a porcentagem de contribuição de cada parâmetro de interação para as diferentes energias dos fótons selecionadas para este estudo. Na energia mais baixa (0,015 MeV), existe uma predominância do efeito fotoelétrico, onde as amostras apresentam uma média de 97,94% de ocorrência deste efeito, sendo a amostra P1-6 (Figura 4.2b) a que apresentou o menor valor (97,80%) e a amostra AR-2 (Figura 4.2g) o maior valor (98,12%).

O efeito fotoelétrico ocorre quando os fótons incidentes possuem energia suficiente para ionizar os átomos de um material, ou seja, quando um fóton é absorvido por um átomo, resultando na ejeção de um elétron deste átomo (D'auria, 2018). Devido às conservações de energia e de momento, um elétron livre não pode absorver completamente um fóton, em vez disso, a absorção fotoelétrica ocorre nos elétrons mais fortemente ligados no átomo para determinada energia de fóton incidente, por conta de que o momento do fóton é mais facilmente transferido para o átomo, facilitando a interação (Burcham; Jobes, 1995).

Quando analisamos a energia de 0,0595 MeV (Figura 4.2), o efeito fotoelétrico apresenta uma diminuição de importância na absorção dos fótons, em média, 62,22%, e o processo de interação dominante passa a ser o espalhamento incoerente. O efeito fotoelétrico passa a ter uma ocorrência de aproximadamente 37% (entre amostras), em contrapartida o processo de espalhamento incoerente passa a ser responsável por aproximadamente 63% da absorção dos fótons, onde a amostra de solo P1-6 (Figura 4.2b) é a que apresenta a maior porcentagem de ocorrência (64,95%) e a amostra AR-2 (Figura 4.2g) a menor (61,70%).

Essa variação de importância de cada um dos efeitos ocorre devido ao fato de que à medida que a energia dos fótons incidentes aumenta, a probabilidade de interação com elétrons considerados livres se torna mais significativa em relação à interação com elétrons mais fortemente ligados aos núcleos atômicos dos átomos, sendo que fótons com energias mais altas podem facilmente superar a energia de ligação e interagir com elétrons considerados livres ou fracamente ligados, tornando o espalhamento incoerente mais proeminente em relação ao efeito fotoelétrico (Ljungberg; Strand; King, 2013).

No espalhamento incoerente o fóton incidente interage com um elétron do átomo que é considerado livre, ou seja, não está fortemente ligado ao núcleo, existindo a necessidade de que para que o elétron seja efetivamente removido pelo fóton, o momento transferido pelo fóton seja significativamente maior do que o momento inicial do elétron ligado ao átomo; onde após a interação, parte da energia do fóton é transferida para o elétron, fazendo com que este seja espalhado em uma determinada direção. Este processo é especialmente relevante em materiais constituídos de elementos de baixo número atômico, onde os elétrons estão mais fracamente ligados ao núcleo, resultando em uma probabilidade maior deste espalhamento (Greening, 2017).

Na energia de 0,1 MeV (Figura 4.2), o espalhamento incoerente passa a ter um aumento de 41,44% na probabilidade de ocorrência com relação a energia anterior, sendo em média responsável por 89,11% da absorção dos fótons. A amostra RMPS (Figura 4.2f) apresentou a menor contribuição (88,22%) do espalhamento incoerente na absorção dos fótons e a amostra A1-3 (Figura 4.2a) a maior (89,75%).

Nas energias de 0,356, 0,662 e 1,0 MeV (Figura 4.2) o espalhamento incoerente é o processo mais importante na absorção dos fótons, respondendo por

99% da absorção. Para estas energias ainda ocorre alguma interação pelo efeito fotoelétrico, porém seu valor pode ser considerado desprezível ($10^{-4}\%$). Para estas três energias, todas as amostras apresentaram a mesma probabilidade de ocorrência, mostrando que à medida que a energia dos fótons aumenta, a composição química das amostras passa a não ter grande importância na absorção dos fótons (Oto et al., 2015; Yilmaz et al., 2011).

Em energias acima de 1,022 MeV, que equivale a duas vezes a massa de repouso do elétron ($2m_{0e}c^2$), existe a probabilidade de ocorrência do processo de produção de pares (Martin, 2008). Neste processo, quando um fóton de alta energia interage com o campo de força nuclear ocorre a produção de um par de partículas: um elétron e um pósitron. Esse processo só pode ocorrer em campos elétricos intensos, como os encontrados próximos a núcleos atômicos (Mladenović, 1973).

Na energia de 1,33 MeV (Figura 4.2), energia acima da necessária para a ocorrência da produção de pares, ocorrem os três processos de interação, mas no caso do efeito fotoelétrico ($3,0 \cdot 10^{-4}\%$) e produção de pares ($10^{-3}\%$), a absorção dos fótons por esses efeitos é considerada desprezível em relação ao espalhamento incoerente (99,87%). Já para a energia de fóton mais alta estudada, 10 MeV (Figura 4.2), a contribuição do efeito fotoelétrico para a absorção dos fótons se torna nula (todas as amostras) e o espalhamento incoerente tem uma queda de 67,46% na probabilidade de ocorrência em relação à energia anterior, passando a ter uma probabilidade de ocorrência média de 67,38% e a produção de pares uma probabilidade média de 32,61%. A amostra RMPS (Figura 4.2f) apresenta a maior contribuição da produção de pares para a absorção dos fótons (32,86%) e a amostra P1-6 (Figura 4.2b) a menor (32,39%).

4.2.1 Coeficiente de atenuação linear

Na figura 4.3 são apresentados os resultados do μ para as diferentes energias de fótons.

Figura 4.3 (Parte 1): Coeficientes de atenuação linear (μ) para diferentes energias dos fótons para as amostras de solo (A1-3 e P1-6) e rocha (AR4, RMPP, RMPI, RMPS, AR-2, AR-1). As barras de erro representam três vezes o desvio padrão da média. Continua na próxima página.

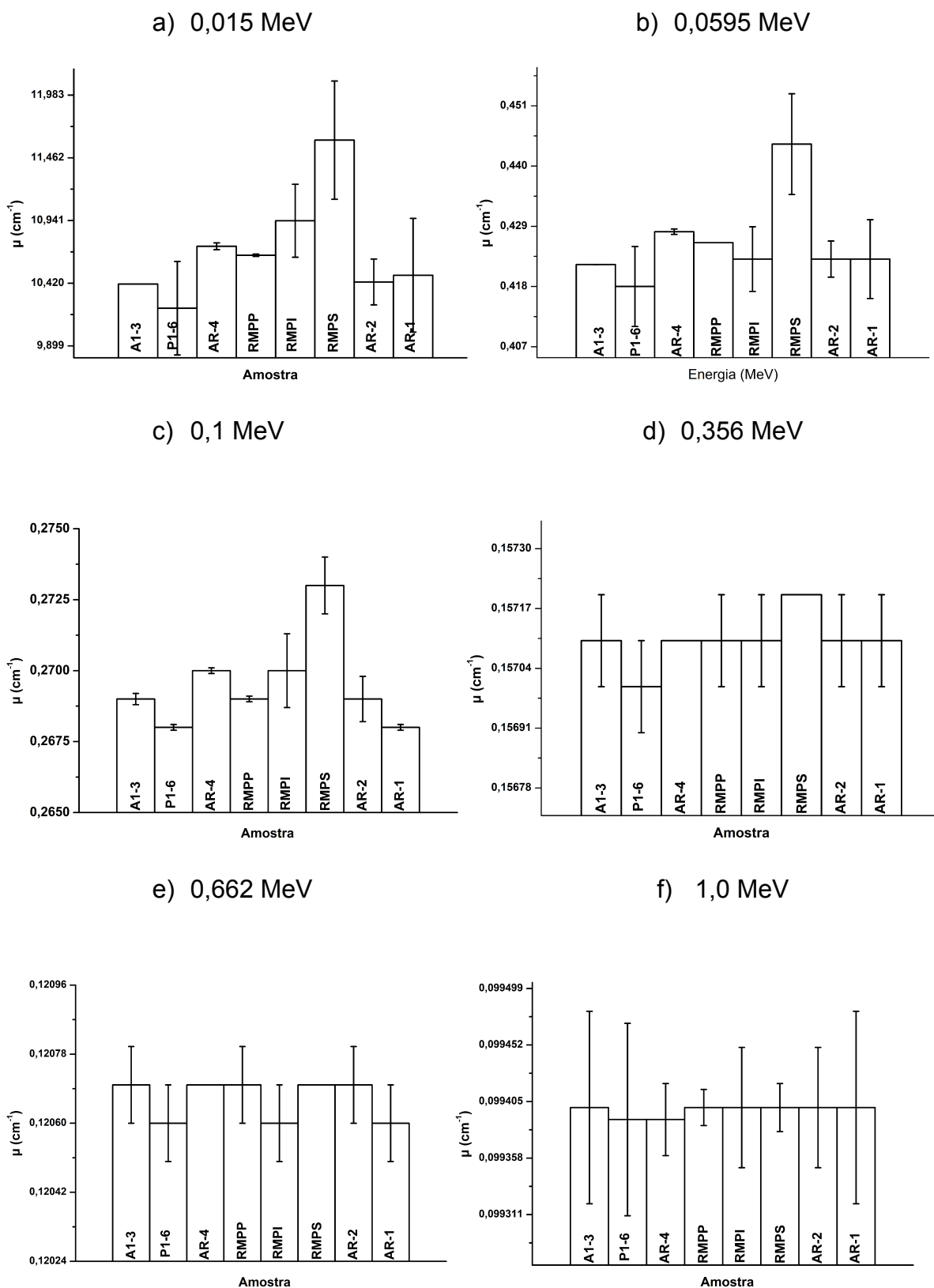
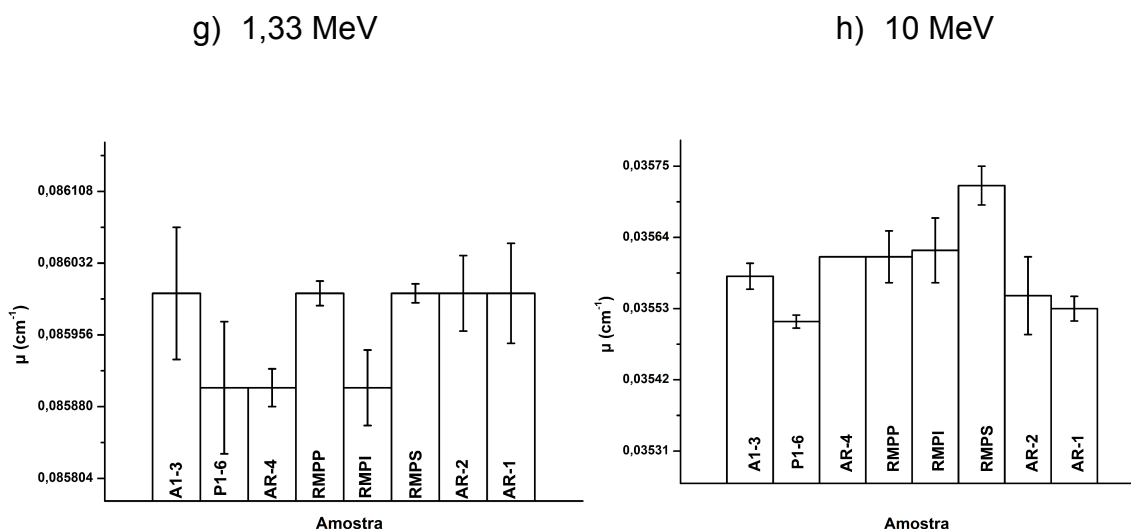


Figura 4.3 (Parte 2): Continuação da Figura 4.3.



Fonte: A autora.

Quando fótons de raios X e raios gama interagem com a matéria, existem três principais mecanismos responsáveis pela absorção dos fótons, sendo eles, o efeito fotoelétrico, o espalhamento incoerente e a produção de pares, como já descrito na seção anterior (Kaplan, 1963). Neste sentido, o μ total de um determinado absorvedor será influenciado por uma combinação desses três processos de interação dependendo da energia dos fótons (Akkurt et al., 2003). Existem ainda outros processos como o espalhamento coerente, mas este possui pouca influência na absorção dos fótons quando em comparação aos demais processos.

Os resultados obtidos (Figura 4.3) mostram que as maiores diferenças de μ entre as amostras analisadas foram observadas para os fótons de menores energias (0,015 e 0,0595 MeV) (Figuras 4.3a e 4.3b). O menor valor de μ encontrado foi para a amostra P1-6 ($10,2 \text{ cm}^{-1}$) e o maior valor para a amostra RMPS ($11,6 \text{ cm}^{-1}$) para a energia de 0,015 MeV (Figura 4.3a). Para a energia de 0,0595 MeV (Figura 2b), correspondente ao radionuclídeo de ^{241}Am , a tendência foi a mesma da menor energia avaliada com RMPS apresentando o maior valor de μ ($0,444 \text{ cm}^{-1}$) e o menor valor encontrado para P1-6 ($0,418 \text{ cm}^{-1}$).

Os fótons de menores energias são aqueles que apresentam maiores interações com a matéria. Isto decorre da maior influência do efeito fotoelétrico na absorção dos fótons para as menores energias. Nesta situação, o fóton incidente geralmente possui energia próxima à energia de ligação dos elétrons presentes nos elementos que constituem o absorvedor. O efeito fotoelétrico ocorre na interação dos

fótons com os elétrons que se encontram mais fortemente ligados ao núcleo atômico do átomo, como já descrito anteriormente. Neste processo, o fóton é totalmente absorvido com toda sua energia sendo utilizada para arrancar o elétron do átomo ionizando-o. Assim, quanto mais próxima à energia do fóton da energia de ligação do elétron, maior a probabilidade de ocorrência do efeito fotoelétrico (Shapiro, 2002). Como a seção de choque para o efeito fotoelétrico possui relação direta com o peso atômico (Z^4 ou 5) e inversa com a energia do fóton ($E^{3,5}$) (Martin, 2008), μ é especialmente sensível a composição química do material absorvedor, principalmente para as menores energias dos fótons.

Apesar de μ ser expresso em unidade do inverso do comprimento, uma vez que representa a probabilidade por unidade de comprimento de que um fóton seja absorvido, ele também é dependente da densidade do material absorvedor (Jaeger, 1975). Por este motivo, na tabela 4.2 são apresentados os valores de densidade para algumas das amostras, medida através do método do balão volumétrico. Esses valores foram posteriormente empregados na medida do coeficiente de atenuação de massa.

Tabela 4.2: Densidade das amostras de rocha (AR-4, RMPP, RMPI e RMPS) que apresentaram material suficiente para realização de medidas através do método do balão volumétrico. Os valores apresentados são absolutos em virtude da quantidade de material utilizado em cada uma das medidas.

Amostra	Densidade (g/cm ³)
AR-4	1,51
RMPP	1,62
RMPI	1,64
RMPS	1,52

Fonte: A autora.

O valor de densidade médio encontrado foi de 1,57 g/cm³, com um desvio padrão de 0,06, valor este com o qual foi realizada a entrada nos softwares Phy-X e FLUKA para a realização das simulações dos demais parâmetros de interação da radiação.

Apesar da amostra RMPI apresentar uma densidade superior às demais amostras, o maior valor de μ foi observado para amostra RMPS nas menores energias (0,015 e 0,0595 MeV) (Figuras 4.3a e 4.3b). Este resultado parece contra intuitivo uma vez que uma maior densidade deveria resultar em um maior μ . Isto seria verdade para amostras de um mesmo material submetidas a adensamento na

realização de medidas experimentais pela técnica de atenuação de raios gama. No entanto, é válido mencionar que os resultados calculados neste estudo foram simulados utilizando de mesma densidade, de modo que a composição química do absorvedor possui influência nos dados obtidos (Biswas et al., 2016).

A presença de elementos mais pesados comumente encontrados no solo e rocha como Fe e Ti, que possuem números atômicos de 26 e 22, irá exercer influência significativa no valor de μ , quando esses elementos estão presentes em concentrações elevadas no material absorvedor (Camargo et al., 2021). Como o componente com maior concentração nas amostras estudadas é o SiO_2 , esse elemento também é importante na atenuação da radiação, mas com menor impacto em relação aos óxidos de Fe e Ti (Tarim et al., 2013). Autores como Medhat; Pires; Arthur (2014) analisaram como a porcentagem dos óxidos de SiO_2 , Al_2O_3 e Fe_2O_3 afetam o coeficiente de atenuação de massa para a energia do ^{241}Am . Os resultados obtidos demonstram a existência de uma correlação linear positiva forte entre o conteúdo de Fe_2O_3 e o coeficiente de atenuação de massa. Para o Al_2O_3 os autores encontraram correlação linear positiva fraca e para o SiO_2 correlação linear negativa, de modo que uma maior concentração desse óxido implica em menor coeficiente de atenuação de massa.

Ainda para a energia dos fótons de 0,1 MeV (Figura 4.3c) podem ser observadas diferenças entre as amostras analisadas, as quais tornam-se pequenas à medida que a energia dos fótons aumenta. Estes resultados estão principalmente relacionados com a influência do espalhamento incoerente na absorção dos fótons à medida que a energia aumenta (Attix, 2008).

O espalhamento incoerente ocorre na interação entre um fóton de energia superior a um elétron fracamente ligado ao núcleo atômico do átomo. Na interação, parte da energia do fóton é transferida para o elétron que sofre recuo, e, após a colisão, o elétron e o fóton passam a se movimentar em ângulos específicos em relação à direção seguida inicialmente pelo fóton incidente. Este efeito ocorre quando a energia de ligação do elétron atingido é substancialmente menor do que a energia da radiação incidente, de modo que ocorre geralmente nos elétrons com menores energias de ligação (Miladjénovic, 2012).

Quanto aos valores de μ para a energia dos fótons de 0,356 MeV (Figura 4.3d), as amostras apresentaram o mesmo valor ($0,157 \text{ cm}^{-1}$). Essa semelhança nos valores de μ se dá pelo fato da seção de choque para o espalhamento incoerente

ser fracamente influenciada pelas diferenças na composição química do absorvedor. A seção de choque do espalhamento incoerente possui dependência proporcional a Z (Katubi et al., 2022). Para a energia de 0,662 MeV (Figura 4.3e), referente aos fótons oriundos da fonte radioativa de ^{137}Cs , as diferenças nos valores de μ foram inexistentes para as amostras ($0,121 \text{ cm}^{-1}$).

Fótons com energias superiores a 1,022 MeV são capazes de interagir com o campo de força nuclear dos átomos e ceder toda a sua energia para criar um par elétron-pósitron, como mencionado anteriormente. Esse valor específico mínimo se dá por conta da energia de repouso de um elétron, equivalente a 0,511 MeV, sendo necessário o dobro desta energia para a criação do par constituído da partícula e de sua antipartícula (Martin, 2008).

A seção de choque referente à produção de pares possui relação direta com a energia dos fótons e também com o número atômico do material absorvedor (Z^2). Desta forma, à medida que a energia dos fótons aumenta, aumenta a probabilidade de ocorrência da produção de pares, sendo este efeito mais notório para energias superiores a 15 MeV (Akkurt et al., 2005). Neste sentido, as pequenas diferenças observadas nos valores de μ entre as amostras para as maiores energias se devem à contribuição da produção de pares.

Uma vez que as amostras estudadas eram compostas majoritariamente de óxidos mais leves, o principal mecanismo de interação com a radiação foi devido ao efeito fotoelétrico nas menores energias, ao espalhamento incoerente nas energias intermediárias e a produção de pares nas maiores energias. No caso do efeito fotoelétrico, a composição química dos elementos que constituem o solo e a rocha influenciou na atenuação, porém essa mesma composição química não foi importante nas energias intermediárias e passou a influenciar novamente os resultados nas energias mais altas (Kaur et al., 2019).

4.2.2 Coeficiente de atenuação de massa

O coeficiente de atenuação de massa, como descrito anteriormente, trata-se de uma propriedade que independe da densidade do material. Esse parâmetro físico pode ser obtido teoricamente por meio da equação (3.6), uma vez que representa a soma dos coeficientes individuais de atenuação de cada componente que constitui um determinado material (Pires et al., 2014). Sendo assim, μ_m está relacionado com

a probabilidade de que um fóton seja atenuado por unidade de massa (Kaplan, 1963). Na figura 4.4 são apresentados os resultados de μ_m para as amostras de solo e rocha para as diferentes energias de fótons.

Figura 4.4 (Parte 1): Coeficiente de atenuação de massa (μ_m) para as diferentes energias de fótons analisadas para as amostras de solo (A1-3 e P1-6) e rocha (AR-4, RMPP, RMPI, RMPS, AR-2 e AR-1). As barras de erro representam três vezes o desvio padrão da média. Continua na próxima página.

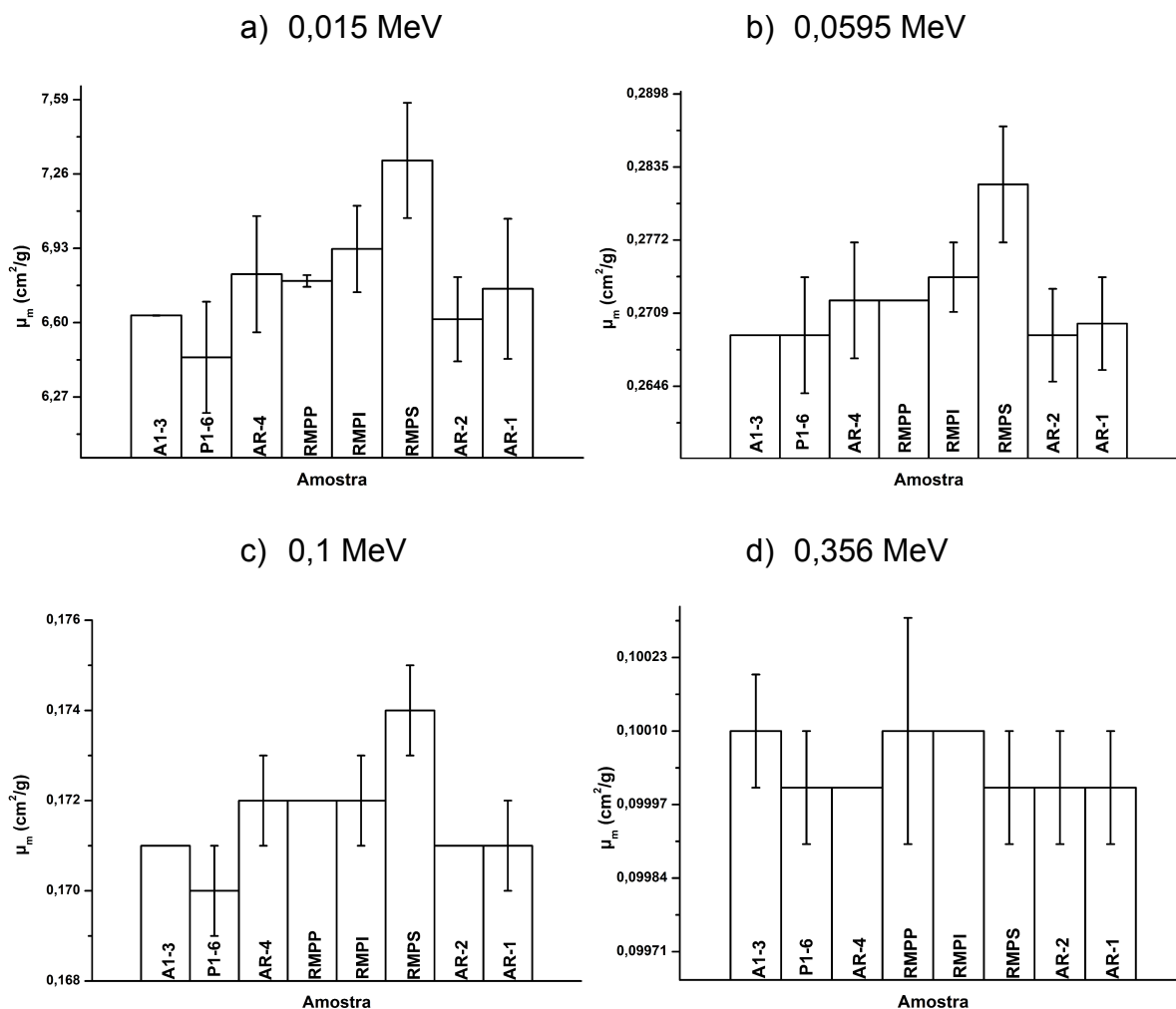
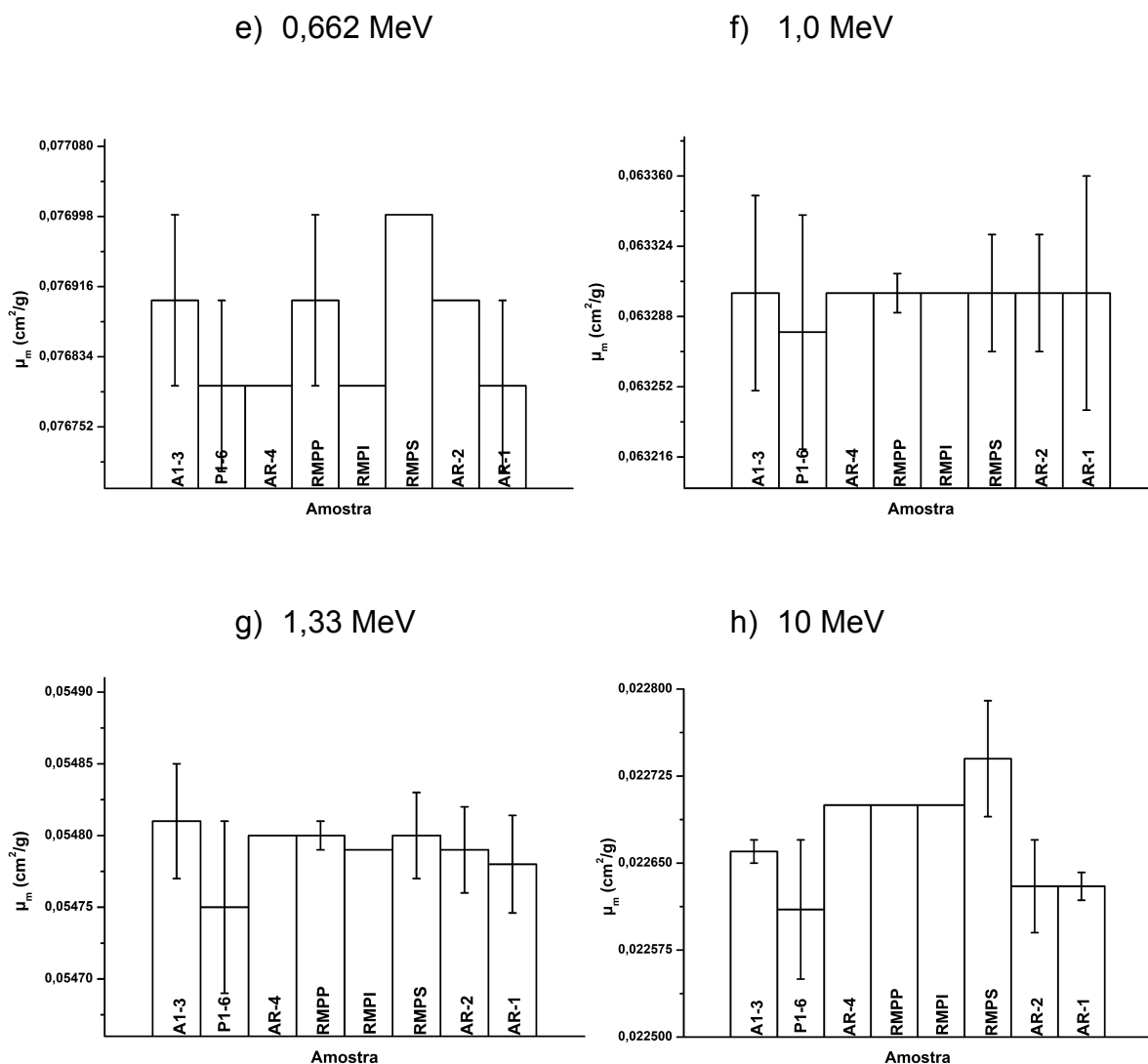


Figura 4.4 (Parte 2): Continuação da Figura 4.4.



Fonte: A autora.

Da mesma forma que o coeficiente de atenuação linear, μ_m depende da energia dos fótons e dos diferentes processos de interação que predominam nas diferentes faixas de energia (Shams et al., 2020). Como μ_m não sofre influência da densidade do absorvedor, como ocorre no caso de μ , a composição química do material será fundamental no processo de absorção dos fótons. Nas energias mais baixas dos fótons, μ_m apresenta os maiores valores, em função da maior interação dos fótons com a matéria e sua completa absorção devido ao efeito fotoelétrico. Nestas energias, a presença de elementos químicos de alto Z contribuirão significativamente na absorção dos fótons.

Para a menor energia de fóton avaliada neste estudo (0,015 MeV) (Figura 4.4a), verificou-se uma variação de aproximadamente 14% entre a amostra com

menor (P1-6) e maior (RMPS) μ_m , respectivamente. Quando foi considerada a energia do fóton da fonte radioativa de ^{241}Am (0,0595 MeV) (Figura 4.4b), verificou-se uma queda abrupta no valor μ_m , com variação de aproximadamente 5% entre as amostras com menor (P1-6) e maior (RMPS) μ_m . Como nas menores energias predomina o processo de interação devido ao efeito fotoelétrico, isto explica a queda abrupta nos valores de μ_m , em função deste processo estar inversamente relacionado com a energia dos fótons (Al-Buriah et al., 2022).

Essa diferença nos valores de μ_m , assim como observado para μ , se dá devido à composição química das amostras, mesmo quando existem diferenças pequenas entre elas (Han; Demir, 2010). O Fe_2O_3 é um dos óxidos constituintes das amostras que possui maior influência em μ_m , onde uma maior quantidade deste óxido, indica que a atenuação dos fótons será mais efetiva (Pires et al., 2015). Assim, como a amostra RMPS (Figura 4.1f) possui a maior concentração de Fe_2O_3 (3,94%) e a amostra P1-6 (Figura 4.1b) possui a menor concentração (1,72%), os resultados de μ_m mostram-se coerentes.

Para a energia de 0,1 MeV (Figura 4.4c), onde ainda existe uma pequena probabilidade de ocorrência do efeito fotoelétrico (10,83%), sete das oito amostras apresentaram um valor de 0,171 cm^2/g , com exceção da amostra RMPS, que apresentou um valor de 0,173 cm^2/g . Por ser uma energia na qual o processo de interação pelo espalhamento incoerente predomina, a composição química não possui tanta influência no valor de μ_m , devido a seção de choque apresentar relação direta com Z (Shultis; Faw, 1996).

Ao passar para a faixa de energia onde há domínio completo da interação pelo espalhamento incoerente, as variações de μ_m entre as amostras analisadas tornam-se inexistentes, como pode ser observado nas energias de 0,662, 1,0 e 1,33 MeV (Figuras 4.4e, 4.4f e 4.4g), onde os valores passam de 0,077 cm^2/g para 0,063 cm^2/g e, por fim, para 0,055 cm^2/g , sendo estes valores similares para todas as amostras. Este fato está relacionado ao processo de interação dominante (espalhamento incoerente) nesta faixa de energia, que faz com que μ_m ainda diminua com o aumento da energia dos fótons, porém de forma menos acentuada do que ocorre no caso do efeito fotoelétrico (Waly et al., 2016).

O menor valor para μ_m encontrado foi na energia de 10 MeV (Figura 4.4h), onde todas as amostras apresentaram valor de aproximadamente 0,023 cm^2/g . Apesar de nessa faixa de energia ocorrer uma probabilidade de aproximadamente

33% de ocorrência da produção de pares, o espalhamento incoerente ainda é o processo de interação dominante. O fato dos valores de μ_m serem iguais para as maiores energias está relacionado com a menor interação dos fótons com a matéria e da menor importância da composição química quando a energia aumenta, principalmente na região do espalhamento incoerente (Biswas et al., 2016).

4.2.3 Livre caminho médio (mfp)

O livre caminho médio está relacionado com a distância média percorrida por um fóton antes de sofrer algum tipo de interação, na qual esse fóton poderá ser absorvido ou espalhado, dependendo da faixa de energia da radiação incidente. Na Figura 4.5 são apresentados os valores de mfp para as diferentes energias de fóton analisadas para as amostras de solo e rocha.

Figura 4.5 (Parte 1): Livre caminho médio (mfp) em função das diferentes energias dos fótons para as amostras de solo (A1-3 e P1-6) e rocha (AR-44, RMPP, RMPI, RMPS, AR-2 e AR-1). As barras de erro representam três vezes o desvio padrão da média. Continua na próxima página.

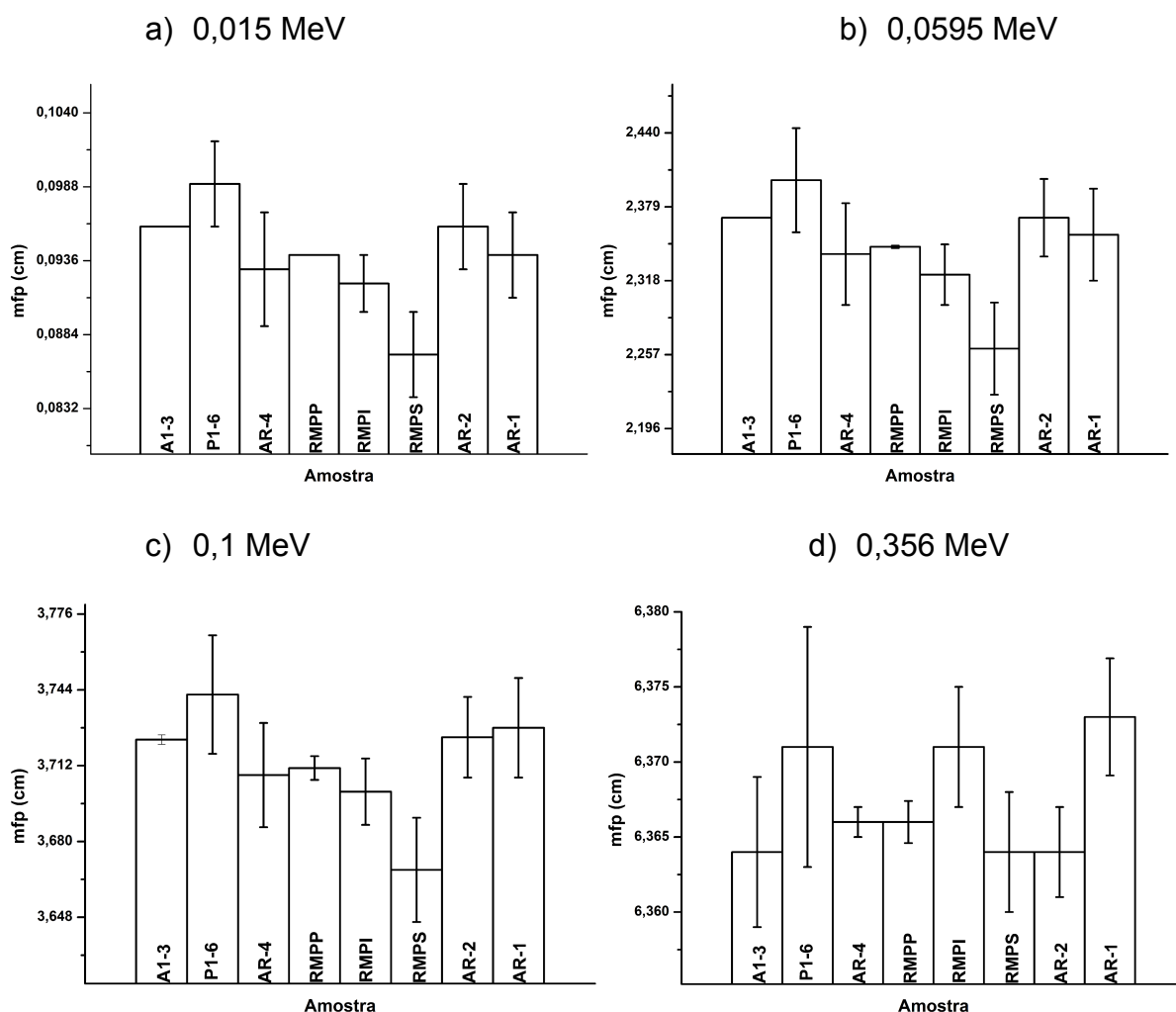
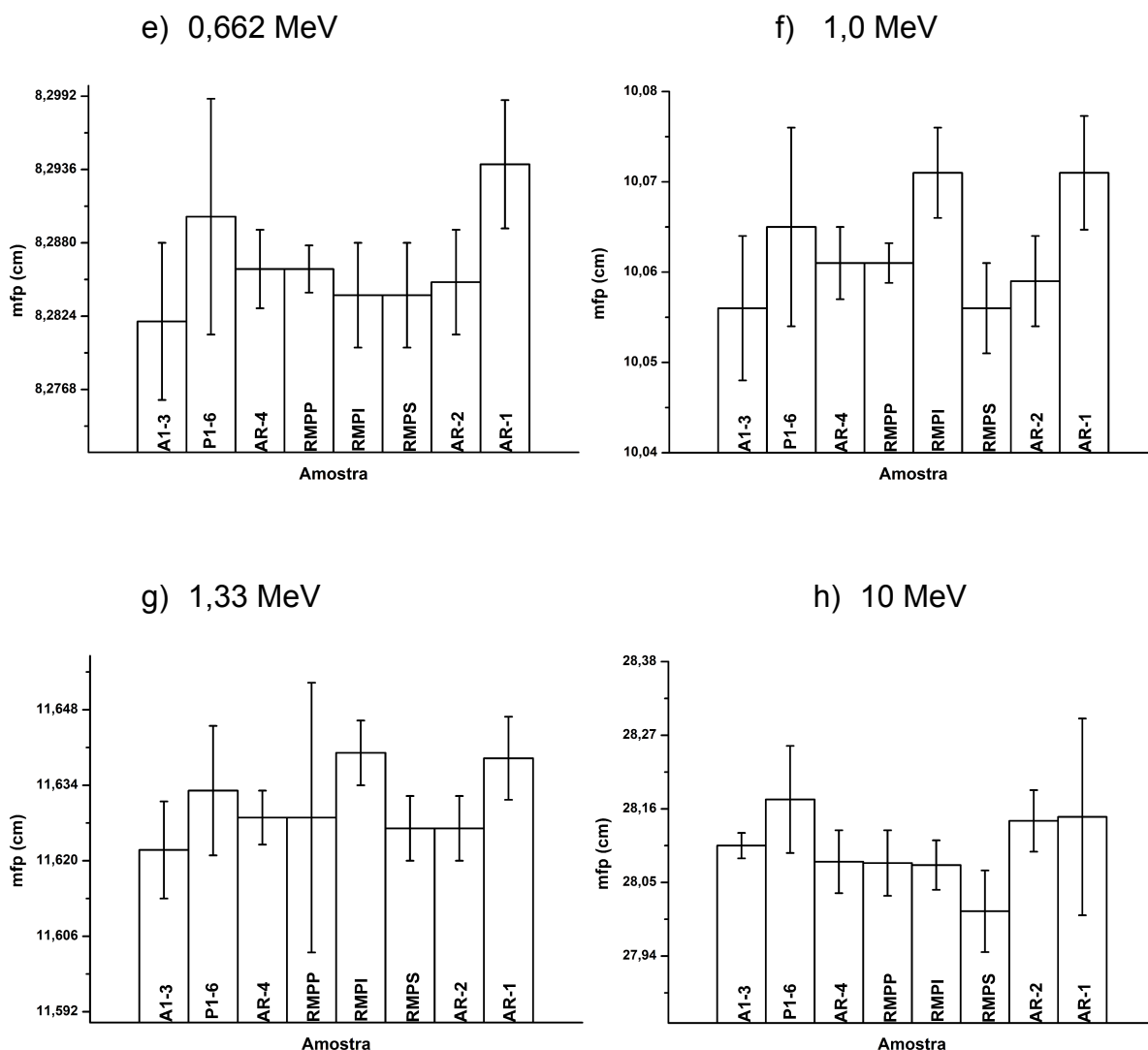


Figura 4.5 (Parte 2): Continuação da Figura 4.5.



Fonte: A autora.

Por intermédio dos resultados obtidos podemos notar que o aumento da energia dos fótons aumenta o valor do mfp, ou seja, a distância percorrida por um fóton antes de qualquer tipo de interação aumenta. Este resultado evidencia a menor interação dos fótons com o material absorvedor à medida que a energia dos fótons aumenta. Neste sentido, mantendo um absorvedor com uma espessura fixa e aumentando a energia dos fótons, isto acarretará em uma diminuição de fótons absorvidos e maior quantidade de fótons transmitidos, principalmente nas energias mais baixas e intermediárias.

Para a menor energia de fóton analisada (0,015 MeV) (Figura 4.5a), os fótons possuem quase 100% de probabilidade de interação via efeito fotoelétrico, o que faz com que sejam absorvidos com uma maior eficiência pelas amostras. Esta energia é

a que contém os menores valores de mfp obtidos, com as amostras apresentando a seguinte ordem: P1-6 > AR-2 > AR-1 > A1-3 > RMPI > AR-4 > RMPP > RMPS. A variação entre o menor (RMPS) e o maior (P1-6) valor de mfp foi de aproximadamente 14%. Ao analisar a energia de 0,0595 MeV (Figura 4.5b), a sequência observada nos valores de mfp é similar a menor energia estudada, com diferença de aproximadamente 6% entre o menor (RMPS) e o maior (P1-6) valor de mfp. Sendo o mfp um parâmetro inversamente proporcional a μ , as amostras que apresentam uma maior atenuação dos fótons são aquelas com menor distância percorrida pelo fóton entre as interações (Abdel-Latif M; Kassab, 2022).

Ao passarmos para a energia em que o espalhamento incoerente é o processo de interação dominante, o mfp aumenta com o aumento da energia dos fótons, porém de maneira menos abrupta em relação ao que ocorre nas menores energias. Para a energia de 0,1 MeV (Figura 4.5c), as diferenças entre os valores de mfp se tornam mais tênues, com diferença de aproximadamente 2% entre as amostras RMPS e P1-6, respectivamente. Os resultados na faixa de energia de 0,356 (Figura 4.5d) até 1,33 MeV (Figura 4.5g) mostram valores similares de mfp entre as amostras, com os extremos ocorrendo entre RMPS e P1-6 com variações menores do que 0,2% (Figura 4.5d, 4.5e, 4.5f e 4.5g). Essa diferença está principalmente relacionada com a dependência da seção de choque do espalhamento incoerente com Z , onde a composição química não apresenta tanta influência na interação da radiação, como mencionado anteriormente (Yasaka et al., 2014).

Além do mfp estar relacionado com μ , os mecanismos de interação da radiação também apresentam influência em como o fóton será absorvido ou espalhado. Enquanto no efeito fotoelétrico um fóton incidente é completamente absorvido por um elétron ligado a um átomo, sua interação ocorre em uma escala localizada, envolvendo um único átomo, tornando a sua distância para interação mais curta (Shultis; Faw, 2000). No caso do espalhamento incoerente, apenas parte da energia do fóton é transferida para o elétron, que então é defletido em uma direção diferente, e como essa interação ocorre com elétrons considerados livres, as interações são mais dispersas comparadas ao efeito fotoelétrico, onde o fóton pode percorrer distâncias mais longas sem uma interação significativa (Shapiro, 2002).

Os maiores valores de mfp foram observados para a maior energia de fóton (10 MeV) estudada (Figura 4.5h), com variação menor do que 0,5% entre RMPS e

P1-6. Este valor está principalmente relacionado com o menor coeficiente de atenuação linear encontrado nas maiores energias, resultando em menores interações dos fótons com a matéria (Singh et al., 2003).

Com a análise dos resultados para todas as energias estudadas (Figura 4.5), percebe-se que os fótons de menores energias são absorvidos ou espalhados em distâncias mais curtas. No entanto, à medida que a energia dos fótons aumenta, as distâncias para que ocorram interações também aumentam (Biswas et al., 2016). Esta tendência se dá por conta de que fótons com energias mais altas conseguem penetrar mais facilmente no material incidente, percorrendo distâncias maiores antes de serem absorvidos ou dispersos, fato este que está relacionado com o espalhamento incoerente, que é menos dependente da energia da radiação e do número atômico do material (Sayyed et al., 2021).

Conforme o esperado, o mfp também é dependente da energia dos fótons, onde, para baixas energias, foi encontrado o seu valor mais baixo (Aygün et al., 2020), indicando assim, uma melhor atenuação da radiação. Em faixas de energia onde o espalhamento incoerente é dominante, a facilidade com que os fótons atravessam o material se torna maior, tornando a distância necessária para a interação maior, em comparação à menores energias (Al-Buriah; Rammah, 2019; Takai et al., 2018; Allam et al., 2022).

Resultados similares foram encontrados por Obaid et al. (2018), ao estudarem diferentes tipos de rochas (basalto feldspático, basalto compacto, rocha vulcânica, granito rosa, arenito e dolerito), constatando que o mfp aumenta a medida em que a energia dos fótons aumenta, indicando uma maior penetração de fótons em energias mais altas. Além disso, a relação entre a composição química e os parâmetros de interação foi também observada, onde a amostra com uma menor quantidade de Ca, Ti, Mn e Fe foi a que apresentou o valor mais alto de mfp.

Valores mais baixos para este parâmetro são os mais desejáveis em termos de blindagem, de forma que uma menor distância significa mais colisões e uma maior atenuação (Al-Harbi et al., 2021). Desta forma, a amostra que mostrou um melhor resultado em termos de blindagem foi a RMPS para as menores energias dos fótons. Em contrapartida, a amostra P1-6 necessita de uma distância maior para que ocorra interação dos fótons com a matéria, resultado este influenciado pela quantidade de Fe_2O_3 presentes nessa amostra. Porém, é válido observar que o

aumento da energia dos fótons faz com que as diferenças na composição química dos materiais analisados deixem de ser importantes.

4.2.4 Camada semi-redutora (HVL)

Assim como observado para os parâmetros mencionados anteriormente, para reduzir a intensidade da radiação pela metade de sua quantidade inicial, é necessário levar em consideração novamente os processos de interação da radiação com a matéria (Zakaly et al., 2021). Na figura 4.6 são apresentados os valores de HVL para as amostras de solo e rocha.

Figura 4.6 (Parte 1): Valores de camada semi-redutora (HVL) para as diferentes energias de fótons para as amostras de solo (A1-3 e P1-6) e rocha (AR-4, RMPP, RMPI, RMPS, AR-2 e AR-1). As barras de erro representam três vezes o desvio padrão da média. Continua na próxima página.

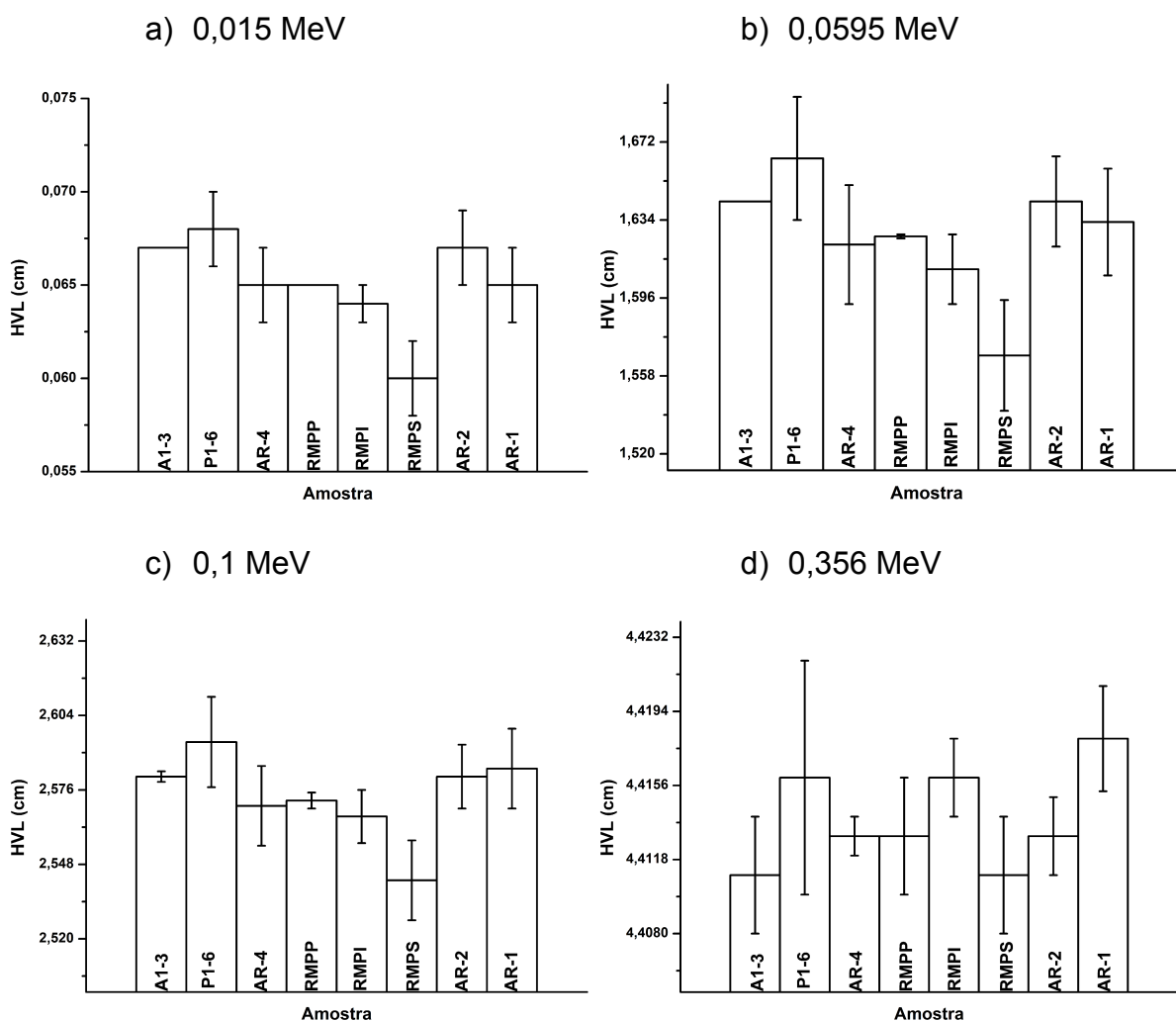
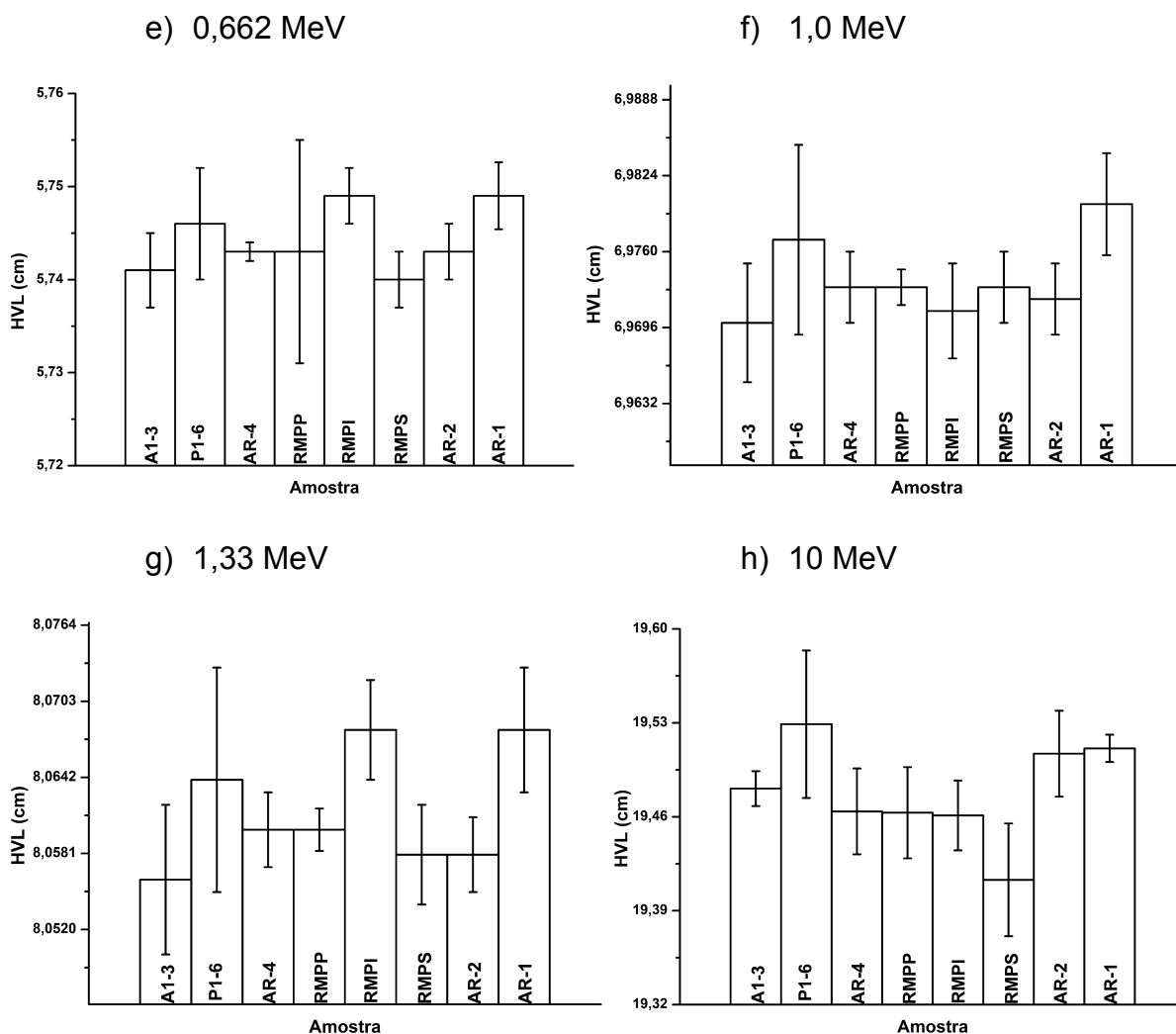


Figura 4.6 (Parte 2): Continuação da Figura 4.6.



Fonte: A autora.

Como nas regiões de baixa energia o efeito fotoelétrico é o processo dominante, a espessura de amostra necessária para a redução da intensidade da radiação em 50% será mais baixa, e, considerando novamente a seção de choque do efeito fotoelétrico, conforme a energia dos fótons aumenta, será necessária uma maior espessura de material para reduzir em metade a intensidade da radiação (Kaur et al., 2016).

A energia de 0,015 MeV (Figura 4.6a) apresentou os menores valores de HVL com diferenças de aproximadamente 12% entre P1-6 e RMPS, que representam os extremos. Para essa energia de fóton a seguinte sequência foi encontrada entre as amostras: RMPS < RMPI < AR-4 < RMPP < A1-3 < AR-1 < AR-2 < P1-6. Quando são analisados os fótons oriundos da fonte de ^{241}Am (0,0595 MeV) (Figura 4.6b),

para os quais o processo dominante de interação ainda é o efeito fotoelétrico, a ordem de HVL das amostras seguiu a mesma tendência da menor energia, com uma diferença aproximada de 6% entre P16 e RMPS, respectivamente. Com dependência inversamente relacionada ao coeficiente de atenuação linear, que se mostrou sensível a composição química das amostras nestas duas energias (Figura 4.6a e 4.6b), principalmente com relação ao Fe_2O_3 , o HVL apresentou a mesma dependência com este óxido (Jubier, 2017).

Com o aumento da energia dos fótons, há um aumento em HVL, o que significa que, para fótons de energias mais altas, é necessário um aumento na espessura do material para atenuar metade destes fótons (Rammah et al., 2021). Tal fato decorre da diminuição do coeficiente de atenuação linear com o aumento da energia dos fótons, impactando diretamente nos valores de HVL.

A medida que o espalhamento incoerente se torna o principal mecanismo de interação dos fótons, os valores de HVL passam a ter variações mais tênues entre as amostras. Para fótons com energia de 0,1 MeV a variação entre o maior (RMPS) e o menor (P1-6) HVL foi de 3%. Para os fótons de 0,356 MeV (Figura 4.6d) foram observadas variações de aproximadamente 0,2% entre o menor (RMPS) e o maior (AR-1) valor de HVL. Para a energia de 0,662 MeV (Figura 4.6e), a amostra RMPS apresentou o menor valor (5,74 cm) e a amostra RMPP o maior valor de HVL (5,75 cm), com uma variação de aproximadamente 0,2% entre essas amostras. Essa baixa diferença percentual entre as amostras está principalmente relacionada com a independência do espalhamento incoerente com Z (Şahin; Manisa, 2023).

Quando é analisada a maior energia dos fótons (10 MeV) (Figura 4.6h), verifica-se a necessidade de uma camada mais espessa de material, conforme o esperado, entre aproximadamente 19,4 cm (RMPS) e 19,5 cm (P1-6). Este resultado evidencia que com o aumento da energia dos fótons o parâmetro HVL passa a se tornar independente da composição química e da densidade do material absorvedor.

O HVL é uma medida quantitativa crucial em radiologia e proteção contra a radiação, indicando de maneira simples e eficaz a capacidade de um material em bloquear ou atenuar a radiação (Akkaş, 2016). Este conceito é dependente da energia dos fótons, da densidade do material e da sua composição química. Materiais que apresentam uma maior densidade por conta de sua composição química, são mais eficazes na redução da radiação, além da vantagem em termos

de quantidade de material, necessitando de uma espessura menor (Kaky; Sayyed, 2023; Alqahtani et al., 2022).

Os resultados do HVL apresentaram a mesma dependência com a composição química ao observado para μ , onde a amostra com uma maior porcentagem de Fe_2O_3 (RMPS) apresentou o menor HVL nas energias mais baixas em comparação a amostra com menor porcentagem (P1-6), seguindo a tendência de aumento de μ com a concentração deste óxido (Pires et al., 2015; Medhat; Pires; Arthur, 2014), resultados que estão de acordo com a literatura (Sangwaranatee et al., 2021; Çelen et al., 2021; Oruncak, 2023). Quando a energia aumenta, com predominância ainda do efeito fotoelétrico, há um rápido aumento na espessura necessária para a atenuação da metade dos fótons incidentes, por conta de sua seção de choque (Barman et al., 2022), com diferenças maiores entre os valores em comparação a regiões onde há predominância do espalhamento Compton. Conforme aumenta a energia, há um aumento no valor do HVL, sendo que, na energia de 10 MeV, é onde a espessura apresenta o valor mais alto (Yilmaz et al., 2019; Mansy et al., 2021).

O HVL de rochas de siltito mineralizado e dolomito, tipos de rochas sedimentares, foram avaliados por Aita et al. (2022) por meio do Phy-X, MCNP-5 e para confirmação dos resultados foram realizadas medidas experimentais. A relação entre a energia e o HVL apresenta resultados semelhantes aos encontrados no presente estudo, de maneira que a espessura para atenuação de 50% dos fótons necessária possui forte relação com os processos de interação que são dominantes em cada faixa de energia. Os autores também verificaram a influência da composição química neste parâmetro, encontrando o MnO_2 como o óxido responsável pela variação de HVL entre as amostras.

4.2.5 Camada deci-redutora (TVL)

Quando é analisado o TVL, percebe-se a necessidade de maiores espessuras de material na determinação desse parâmetro em relação ao HVL (Figura 4.7). Isto ocorre em virtude da necessidade da redução da intensidade da radiação transmitida em 90% (Al-Harbi et al., 2021).

Figura 4.7 (Parte 1): Valores da camada deci-redutora (TVL) para as diferentes energias de fótons para as amostras de solo (A1-3 e P1-6) e rocha (AR-4, RMPP, RMPI, RMPS, AR-2 e AR-1). As barras de erro representam três vezes o desvio padrão da média. Continua na próxima página.

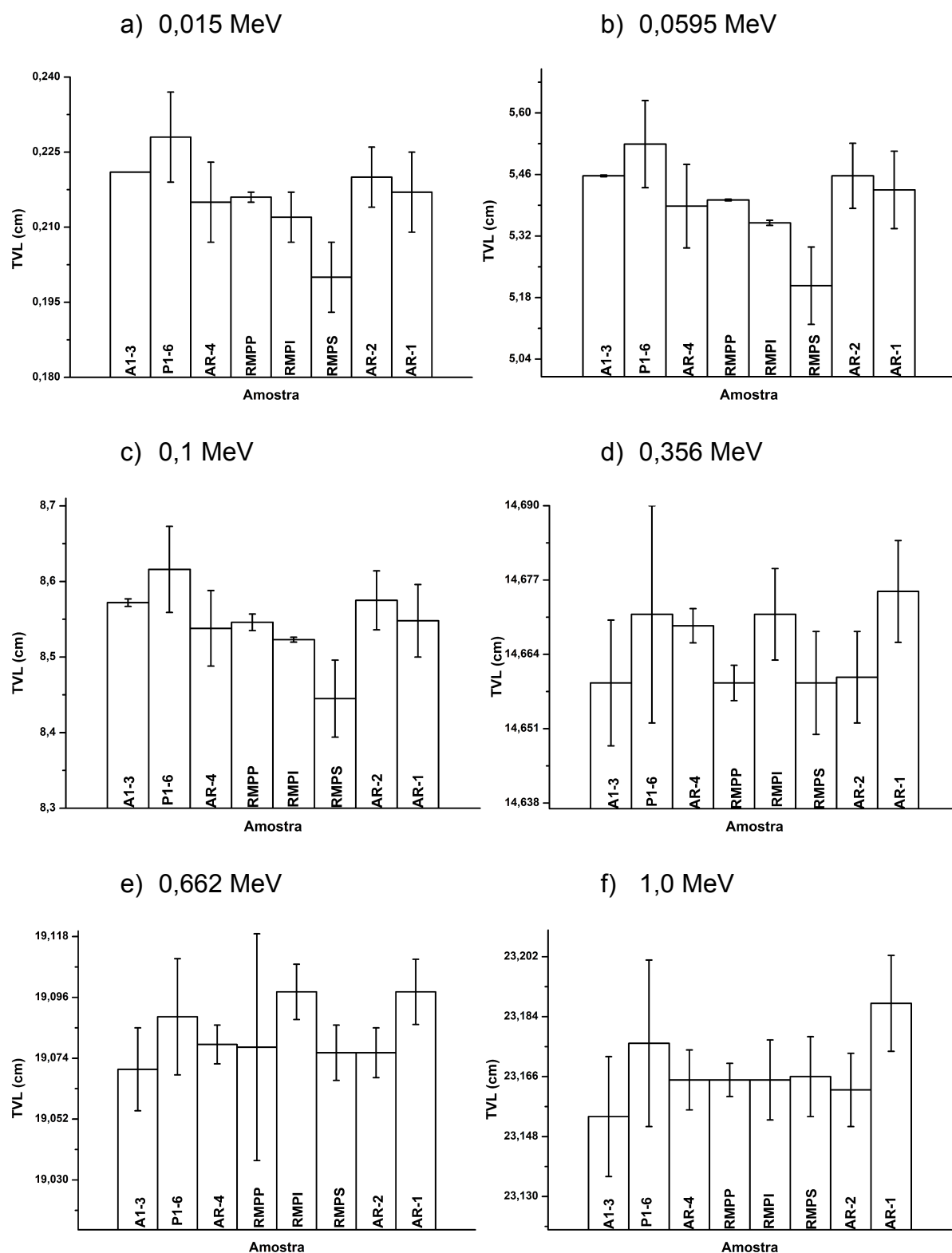
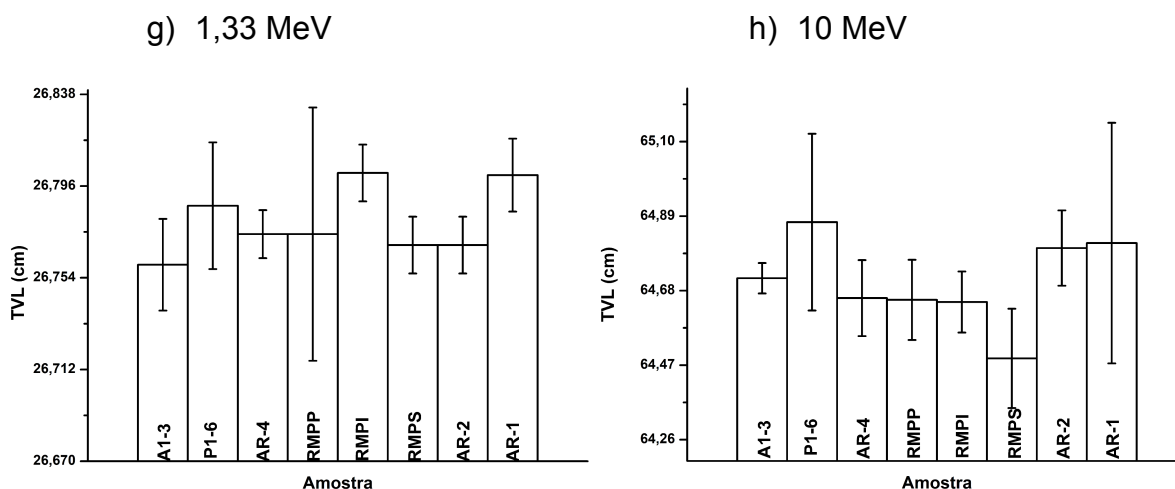


Figura 4.7 (Parte 2): Continuação da Figura 4.7.



Fonte: A autora.

Conforme já observado para o mfp e HVL, a energia de fótons de 0,015 MeV (Figura 4.7a) apresentou os menores valores de espessura para reduzir a intensidade do feixe da radiação a 10% do valor original. Os resultados observados são principalmente influenciados pela composição química das amostras e a densidade dos materiais. A seguinte ordem foi encontrada nos valores de TVL para a menor energia dos fótons: RMPS < RMPI < AR-4 < RMPP < A1-3 < AR-1 < AR-2 < P1-6. A diferença observada entre o menor (RMPS) e o maior (P1-6) valor de TVL foi de aproximadamente 14% para os fótons de menores energias (Figura 4.7a). Para essa região de energia dos fótons, já foi verificado o domínio quase total do efeito fotoelétrico como principal processo de interação, de modo que a composição química das amostras influenciará significativamente nos valores de TVL (Karpuz, 2023).

Com o aumento da energia dos fótons, como esperado, torna-se necessária uma maior espessura de material para reduzir a intensidade da radiação. Para os fótons referentes à fonte de ^{241}Am (0,0595 MeV) (Figura 4.7b), a tendência entre as amostras foi similar à observada para a menor energia estudada. A diferença de TVL observada entre RMPS e P1-6 foi de aproximadamente 6%, respectivamente. Isto mostra que aumentando a energia dos fótons, as diferenças nos valores de TVL entre as amostras começam a ser menores por conta de um aumento na probabilidade de interação do espalhamento incoerente (Kilic et al., 2021).

Nas regiões de energia intermediária, os valores do TVL tornam-se mais próximos entre as amostras devido ao fato da composição química das amostras não influenciar tanto na absorção dos fótons, principalmente quando as diferenças nestas propriedades são pequenas entre as amostras. Para a energia de 0,1 MeV (Figura 4.7c), por conta de existir uma probabilidade acima de 10% de interação do efeito fotoelétrico, a diferença entre as amostras P1-6 e RMPS foi de 2%. Para os fótons referentes às fontes de ^{133}Ba (0,356 MeV) (Figura 4.7d), ^{137}Cs (0,662 MeV) (Figura 7e) e ^{60}Co (1,33 MeV) (Figura 7g), as diferenças observadas entre P1-6 e RMPS foram menores do que 0,1%, respectivamente. No caso destas energias, o principal processo de interação dos fótons com a amostra se deve ao espalhamento incoerente.

Para a maior energia dos fótons analisada (10 MeV), verifica-se diferenças pequenas entre as amostras, cuja as flutuações observadas nos valores se devem à influência do efeito de produção de pares e também da composição química das amostras. Para essa energia serão necessários aproximadamente 64 cm de amostra para reduzir a intensidade da radiação em 90% do valor original. Este resultado reforça a necessidade de amostras mais espessas para reduzir a intensidade da radiação para fótons mais energéticos (Tellili; Elmahroug; Souga, 2017).

Sendo o TVL um parâmetro semelhante ao HVL, que visa uma atenuação maior da radiação, a espessura necessária para atenuar 90% dos fótons maior do que para atenuar apenas 50%, conforme o esperado (Almuqrin et al., 2024). Entretanto, sua relação com μ se dá de maneira inversamente proporcional, por conta de que o TVL e HVL diferem apenas pela constante utilizada (Gili; Jeong, 2022). Desta maneira, a composição química das amostras terão influência nas energias mais baixas das amostras (Vignesh et al., 2022; Mhareb et al., 2022), conforme os resultados dos parâmetros anteriores, de maneira que, conforme a energia dos fótons se torna maior, diminui a relação de diferença entre uma amostra e outra (Kaky; Sayyed, 2023).

Com os resultados obtidos, percebe-se que quanto maior a energia dos fótons, maior será a sua capacidade de penetração nas amostras, resultando em valores maiores de TVL para reduzir a sua intensidade (Atashi et al., 2018; Sathish et al., 2022). Resultados similares da relação com a energia foram encontrados em rochas de granito, proveniente de rochas ígneas, que além de apresentarem valores experimentais e teóricos em boa concordância, demonstraram que rochas que

contêm quantidades maiores de elementos com números atômicos maiores, como o Ca, Fe, Zn e Cu, apresentarão TVL mais baixos nas menores energias (Abdalla et al., 2022).

4.2.6 Fator *buildup* de exposição (EBF) e fator *buildup* de absorção de energia (EABF)

Nas figuras 4.8 e 4.9 são apresentados os comportamentos de EBF e EABF em função da energia dos fótons. Os dados foram simulados considerando as diferentes energias estudadas (0,015 MeV a 15 MeV) com o livre caminho médio variando de 1 a 40 mfp.

Figura 4.8 (Parte 1): Valores obtidos do fator buildup de exposição (EBF) para as diferentes energias de fótons para as amostras de solo (A1-3 e P1-6) e rocha (AR-4, RMPP, RMPI, RMPS, AR-2 e AR-1). Os números de 1 a 40 indicam variações no livre caminho médio (mfp). As barras de erro representam três vezes o desvio padrão. Continua na próxima página.

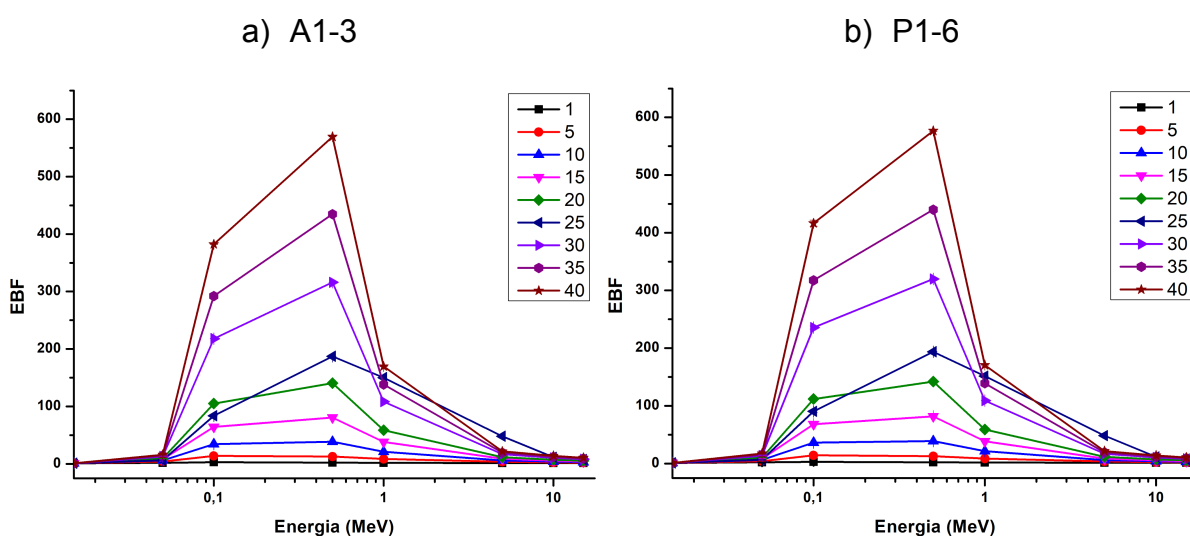
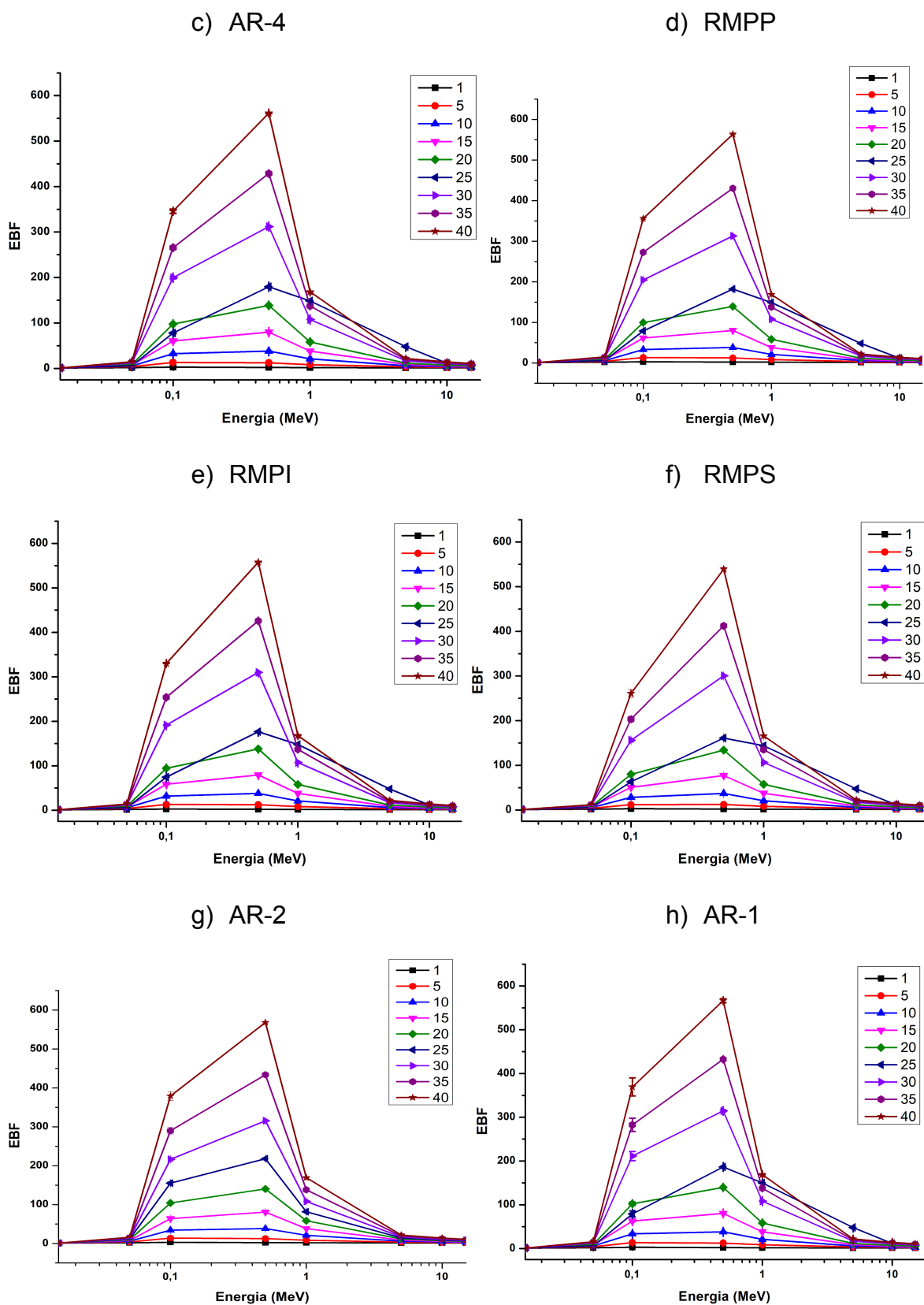


Figura 4.8 (Parte 2): Continuação da Figura 4.8.



Fonte: A autora.

Figura 4.9 (Parte 1): Valores obtidos de fator buildup de absorção de energia (EABF) para as diferentes energias de fótons para as amostras de solo (A1-3, P1-6) e rocha (AR-4, RMPP, RMPI, RMPS, AR-2 e AR-1). Os números 1 a 40 indicam variações no livre caminho médio (mfp). As barras de erro representam três vezes o desvio padrão. Continua na próxima página.

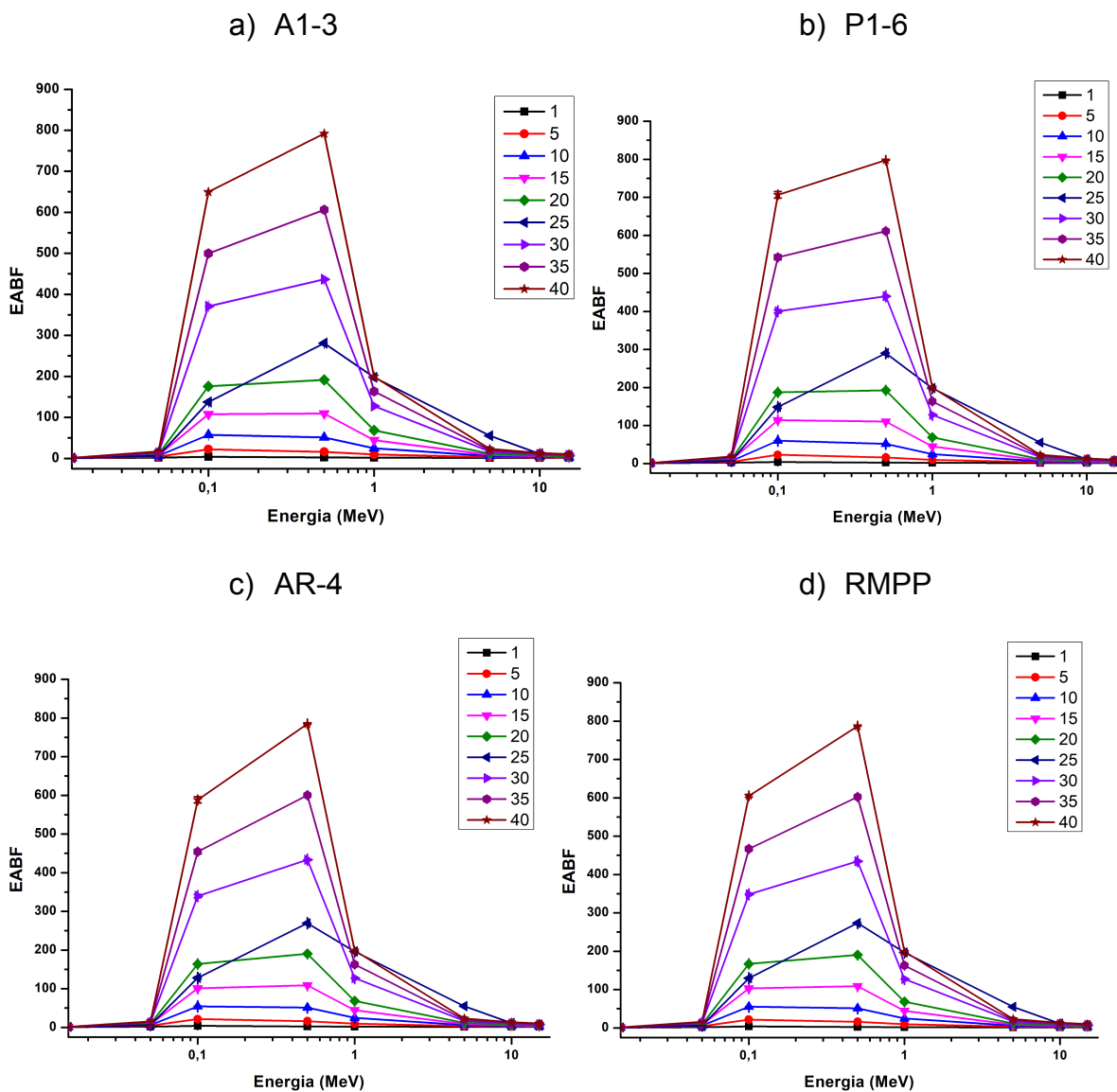
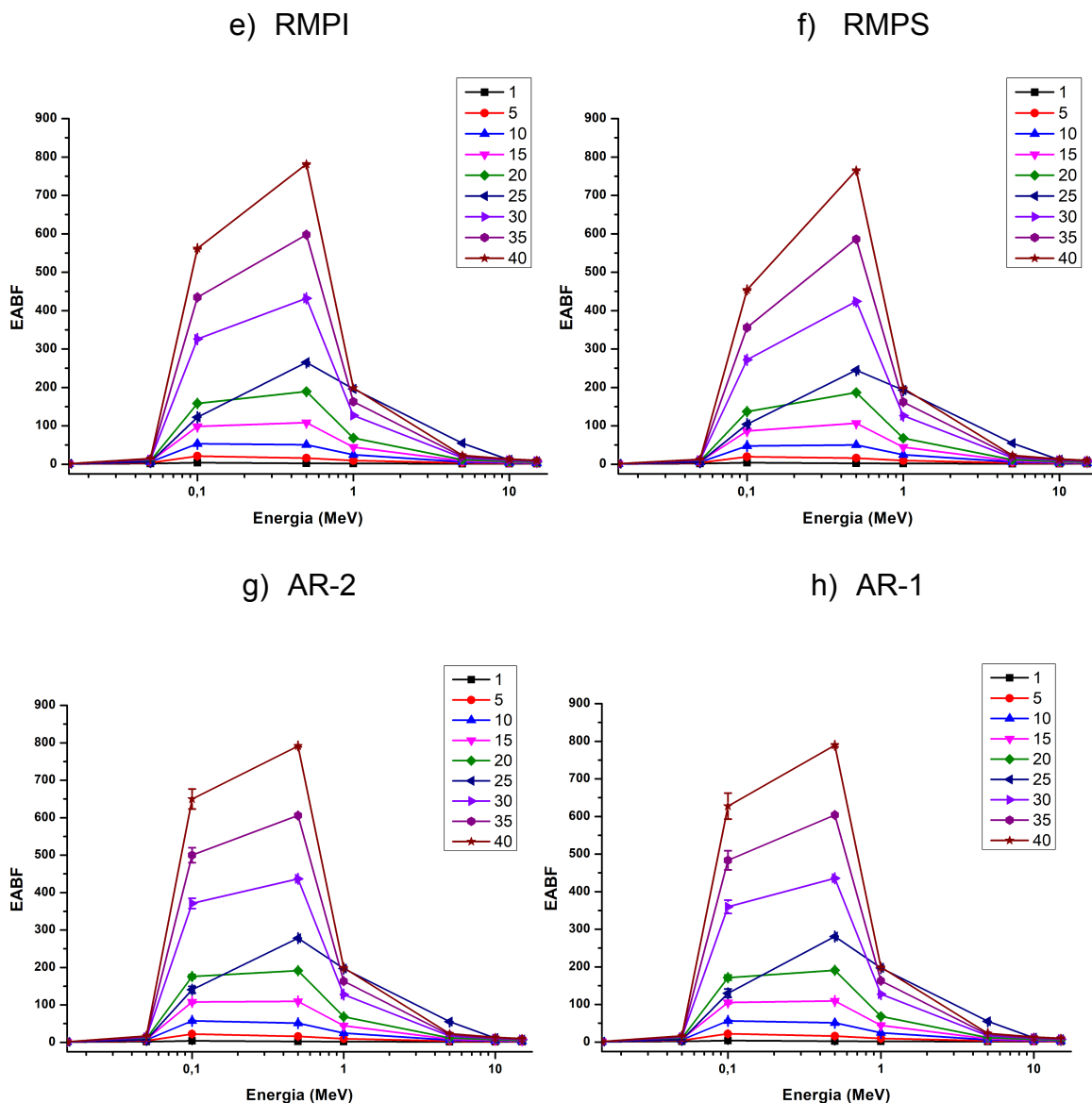


Figura 4.9 (Parte 2): Continuação da Figura 4.9.



Fonte: A autora.

As diferenças de EBF e EABF nas amostras estão relacionadas com o parâmetro Z_{eq} (Tabela 4.3). Desta forma, verifica-se que a amostra que possui o maior Z_{eq} (RMPS), possui os menores fatores de acúmulo, e a amostra com o menor Z_{eq} (P1-6), possui os maiores fatores de acúmulo (Mann; Sidhu, 2012; Issa et al., 2019). Desta maneira, nas energias seleccionadas de 0,015, 0,1, 1 e 10 MeV as amostras RMPS (Figura 4.8f e 4.9f) e P1-6 (Figura 4.8b e 4.9b) apresentaram uma variação no EBF de 2,65%, 59,60%, 2,83% e 1,70% e no EABF de 1,77%, 54,18%, 1,10% e 1,14%, respectivamente para as energias analisadas.

Estas variações observadas, aumento nas energias intermediárias, atingindo um valor máximo, e em seguida, decréscimo à medida que a energia dos fótons incidentes aumenta, também foi verificada por outros autores (Karabul et al., 2015; Oto et al., 2019; Suresh et al., 2022). Na faixa de energia mais baixa e mais alta, os processos de interação dominantes são o efeito fotoelétrico e a produção de pares. Ambos os processos dão origem a elétrons que são ionizados no material ou então sofrem aniquilação, como no caso do pósitron produzido na produção de pares. Desta forma, os elétrons e pósitrons produzidos tendem a ser absorvidos pelo material resultando em fatores de acúmulo mais baixos (Ekinci et al., 2014; Issa; Sayyed; Kurudirek 2017). Tal fato ocorre porque que essas partículas carregadas possuem uma maior probabilidade de interações subsequentes entre a radiação e o material, resultando em uma maior dispersão da energia dentro do material; consequentemente, uma quantidade menor de fótons consegue penetrar profundamente no material sem ser absorvida, tendo assim, fatores de acúmulos mais baixos.

Tabela 4.3: Valores obtidos de Z_{eq} para as energias de fótons de 0,015 MeV a 15 MeV para as amostras de solo (A1-3 e P1-6) e rocha (AR-4, RMPP, RMPI, RMPS, AR-2 e AR-1). Os valores entre parênteses representam o desvio padrão.

E (MeV)	Amostras de Solo e Rocha							
	A1-3	P1-6	AR-4	RMPP	RMPI	RMPS	AR-2	AR-1
0,015	12,05 (0,01)	11,95 (0,13)	12,16 (0,15)	12,15 (0,66)	12,23 (0,08)	12,44 (0,13)	12,04 (0,11)	12,04 (0,19)
0,05	12,35 (0,00)	12,24 (0,17)	12,48 (0,18)	12,46 (0,80)	12,56 (0,10)	12,83 (0,16)	12,36 (0,13)	12,35 (0,22)
0,1	12,47 (0,00)	12,34 (0,18)	12,61 (0,19)	12,58 (0,88)	12,69 (0,11)	13,00 (0,16)	12,48 (0,13)	12,46 (0,23)
0,5	12,62 (0,00)	12,48 (0,20)	12,79 (0,22)	12,76 (0,95)	12,89 (0,13)	13,19 (0,17)	12,65 (0,17)	12,62 (0,26)
1	12,64 (0,00)	12,50 (0,20)	12,80 (0,22)	12,77 (0,95)	12,90 (0,13)	13,21 (0,17)	12,67 (0,17)	12,63 (0,27)
5	11,04 (0,00)	10,99 (0,07)	11,09 (0,08)	11,10 (0,32)	11,14 (0,04)	11,24 (0,07)	11,02 (0,05)	11,04 (0,11)
10	11,03 (0,00)	10,97 (0,07)	11,08 (0,07)	11,08 (0,32)	11,12 (0,04)	11,22 (0,07)	11,00 (0,05)	11,02 (0,11)
15	11,02 (0,00)	10,97 (0,07)	11,08 (0,07)	11,08 (0,31)	11,12 (0,04)	11,22 (0,07)	11,00 (0,05)	11,02 (0,11)

Fonte: A autora.

Nas regiões de energia intermediária, como o espalhamento incoerente é o processo dominante de interação, os fótons não são completamente absorvidos

depois de interagirem com a matéria, sendo que perdem parte de sua energia, mas continuam a interagir no material. Desta maneira, esses fótons podem sofrer ainda múltiplas interações adicionais fazendo com o que haja aumento no fator de acúmulo e uma maior importância da natureza do material absorvedor, como a sua densidade e composição química (Kurudirek et al., 2013).

De uma maneira geral, à medida que a profundidade da penetração aumenta (mfp), os valores de EBF e EABF também aumentam. Desta forma, à medida que a radiação penetra mais profundamente na amostra, antes de sofrer qualquer tipo de interação, a quantidade de fótons que será espalhado ou absorvido aumenta. Na maior profundidade de penetração (40 mfp), os valores dos fatores de acúmulo são os mais altos; isso ocorre devido a menor probabilidade de absorção pela matéria e a geração de fótons secundários, em função do espalhamento incoerente e produção de pares, levando assim, a um aumento na intensidade dos fótons primários detectados (Al-Saadi, 2014).

Verificou-se, ainda, que ambos fatores apresentam dependência com a energia dos fótons, profundidade de penetração e o número atômico equivalente. Embora o EBF e o EABF demonstrem padrões semelhantes, existem algumas diferenças significativas em algumas energias de fótons para os materiais analisados. Na energia de fótons de 0,015 MeV (Figura 4.8 e 4.9), não há nenhuma diferença entre os dois parâmetros. Quando aumentamos a energia dos fótons para 0,05 MeV, região onde os fatores de acúmulo começam a aumentar, o EABF (Figura 4.9) começa a apresentar valores maiores do que o EBF (Figura 4.8), existe uma diferença de, em média, aproximadamente 7,5% em todos os mfp. Na energia de 0,1 MeV, região onde os fatores de acúmulo apresentam picos, é a energia que apresenta a maior diferença com o EABF (Figura 4.9), sendo, em média, aproximadamente 40,0% maior do que o EBF (Figura 4.8). Quando aumentamos a energia para 0,1, 0,5 e 1 MeV, e os fatores de acúmulo começam a decair, o EABF (Figura 4.9) começa a apresentar valores mais próximos do EBF (Figura 4.8), com diferenças aproximadas de 24, 6%, 14,2% e 0,04% para todos os mfp. E nas duas maiores energias (10 e 15 MeV), onde os fatores de acúmulo começam a se tornar quase constantes, o valor do EBF (Figura 4.8) passa a ser maior do que o EABF (Figura 4.9), sendo a diferença de aproximadamente 4,6% e 5,79%.

As diferenças entre os valores também se devem aos parâmetros de interação que ocorrem em cada energia. Na região de energia intermediária, onde

há uma predominância quase total do espalhamento incoerente, a diferença entre o EBF e o EABF é mais significativa (Issa; Hamdalla; Darwish, 2017). Este resultado está relacionado ao fato de que neste processo de interação parte dos fótons perde sua energia ao interagirem com o material, resultando em uma dispersão desses fótons, de modo que ocorre uma absorção mais eficientemente de energia pelo material, gerando valores de EABF mais altos. Além do espalhamento incoerente, é necessário levar em consideração o Z_{eq} , por conta de que o EBF está relacionado com a absorção no ar, que possui um Z_{eq} entre 7 e 8 (Kurudirek, 2013). Ekinci; Kavaz; Özdemir (2014) demonstraram em um estudo com medicamentos que aqueles com maiores valores de Z_{eq} possuem maior absorção de energia no material, influenciando significativamente nos valores de EBF e EABF.

Karabul et al. (2015), ao trabalharem com rochas basálticas, mostraram que as amostras com maior porcentagem de Fe_2O_3 apresentaram os melhores resultados de blindagem contra a radiação, assim como nos fatores de acúmulo, demonstrando resultados semelhantes aos encontrados no estudo aqui apresentado. Os parâmetros EBF e EABF verificados por estes autores estão em concordância com os nossos resultados (Figuras 4.8 e 4.9), onde uma maior profundidade de penetração indica um aumento nos fatores de acúmulo, assim como os maiores valores desses parâmetros ocorrem onde o espalhamento incoerente é dominante.

4.2.7 Seção de choque de remoção de nêutrons rápidos (FNRCS)

O conceito da seção de choque de remoção de nêutrons é uma ferramenta importante na física de nêutrons, e sua aplicação pode ser baseada na presença de hidrogênio no absorvedor, podendo ser estendida para outras substâncias que contenham materiais constituídos de hidrogênio. No entanto, sua validade é limitada a nêutrons rápidos com energia na faixa de 2 a 12 MeV, onde se considera que a seção de choque é aproximadamente constante, por conta de que em energias inferiores a 2 MeV a constância da FNRCS pode ser comprometida devido à presença de ressonâncias nucleares, efeitos de blindagem nuclear como outros processos de interação, sendo que o mesmo ocorre em energias superiores a 12 MeV (Kaplan, 1963). A ideia por trás do conceito é que, nessa faixa de energia (2-12 MeV), os nêutrons irão sofrer colisões inelásticas ao interagirem com substâncias densas, perdendo parte significativa de suas energias. Na sequência, esses

nêutrons poderão ser capturados pelo hidrogênio presente na substância. Por outro lado, se os nêutrons sofrem colisões elásticas com núcleos pesados, eles perdem pouca ou nenhuma energia, podendo ser dispersos em ângulos consideráveis, que ocasionam em uma probabilidade maior de serem removidos do material (El-Khayatt, 2010).

A FNRCS diz respeito à eficácia de um material em diminuir a velocidade de nêutrons de alta energia (rápidos). Esse processo é conhecido como termalização e está relacionado à probabilidade de um nêutron rápido ser desacelerado pelo material absorvedor (Hila et al., 2021). Na tabela 4.4 são apresentados os resultados de FNRCS para as diferentes amostras analisadas.

Tabela 4.4: Valores obtidos da seção de choque de remoção de nêutrons rápidos (FNRCS) para as amostras de solo (A1-3 e P1-6) e rocha (AR-4, RMPP, RMPI, RMPS, AR-2 e AR-1). Os valores entre parênteses representam três vezes o desvio padrão.

Amostra	FNRCS (cm ⁻¹)
A1-3	0,05480 (0,0001)
P1-6	0,05477 (0,0000)
AR-4	0,05471 (0,0001)
RMPP	0,05467 (0,0001)
RMPI	0,05454 (0,0001)
RMPS	0,05439 (0,0001)
AR-2	0,05481 (0,0001)
AR-1	0,05458 (0,0004)

Fonte: A autora.

Para a blindagem de nêutrons rápidos é levado em consideração o modo como é prevista a seção de choque de remoção de nêutrons rápidos, a contribuição de cada elemento no material (El-Sayed Abdo, 2002), sendo que, elementos com um menor número atômico, possuem uma capacidade maior de atenuação do que elementos de alto Z (Singh; Badiger, 2013; Kurudirek; Özdemir; El-Khayatt, 2011).

Apesar de elementos mais leves apresentarem melhores resultados quando se trata da remoção de nêutrons rápidos (Barman et al., 2022), algumas comparações feitas com materiais que possuem diferentes densidades foram avaliados para saber como se dá a proteção radiológica e a FNRCS. Em um estudo realizado com ligas de rênio, onde a densidade das amostras eram de 8,071 e 8,767 g/cm³, a amostra de maior densidade apresentou um valor de FNRCS com uma diferença de 5% em relação a amostra com menor densidade (Aygün; Aygün, 2022). O mesmo comportamento foi observado em compósitos de borracha natural

fortificados com tungstato de bário, onde ao dopar as amostras com BaWO_4 , houve um aumento da densidade, de modo que os autores observaram a existência de correlação linear positiva forte entre a densidade e a FNRCS (Vishnu; Joseph, 2024). Çelen et al. (2021) verificaram resultados semelhantes ao estudarem diferentes tipos de rochas.

Apesar da densidade ser um fator essencial na blindagem de nêutrons, a composição química também é um fator determinante na seção de choque de nêutrons rápidos. Como a densidade utilizada no Phy-X para obter a FNRCS foi uma média da densidade das amostras, as amostras com maior (AR-2) e menor (RMPS) FNRCS (Tabela 4.4) apresentaram uma diferença inferior à 1%, sendo esta diferença associada à composição química (Tellili et al., 2014). A seção de choque está diretamente relacionada a FNRCS de cada elemento e a quantidade que está presente nas amostras. Como esperado, a amostra com a maior quantidade de Fe_2O_3 (RMPS) (Tabela 4.4) apresenta o menor valor. As amostras com os valores mais altos neste parâmetro (AR-2, A1-3 e P16) (Tabela 4.4) têm menores quantidades de TiO_2 e K_2O . Isto ocorre porque os átomos de Ti e K têm uma menor capacidade de blindagem de nêutrons em comparação com os outros óxidos presentes nas amostras de solo e rocha (Sabry et al., 2022).

4.2.8 Coeficiente de atenuação linear através do FLUKA

O FLUKA permite a simulação de processos de interação de fótons e partículas com a matéria com base no método de Monte Carlo. Neste método é possível se utilizar mais de 60 tipos de partículas com as mais variadas energias. Para as simulações deste estudo foram utilizados os dados de composição química das amostras (Figura 4.2) e também suas densidades (Tabela 4.2). A partir dos resultados da relação entre o $\ln(I_0/I)$ e a espessura do absorvedor (Figura 10), foram calculados os resultados de μ (Tabela 4.5). Os dados de contagens antes e após a interação com os materiais foram simulados no FLUKA.

Figura 4.10 (Parte 1): Relação entre as contagens dos fótons antes e após interação ($\ln(I_0/I)$) e a espessura do material absorvedor obtidos através do FLUKA para as amostras de solo (A1-3 e P1-6) e rocha (AR-4, RMPP, RMPI, RMPS, AR-2 e AR-1) na energia de 0,0595 MeV. Continua na próxima página.

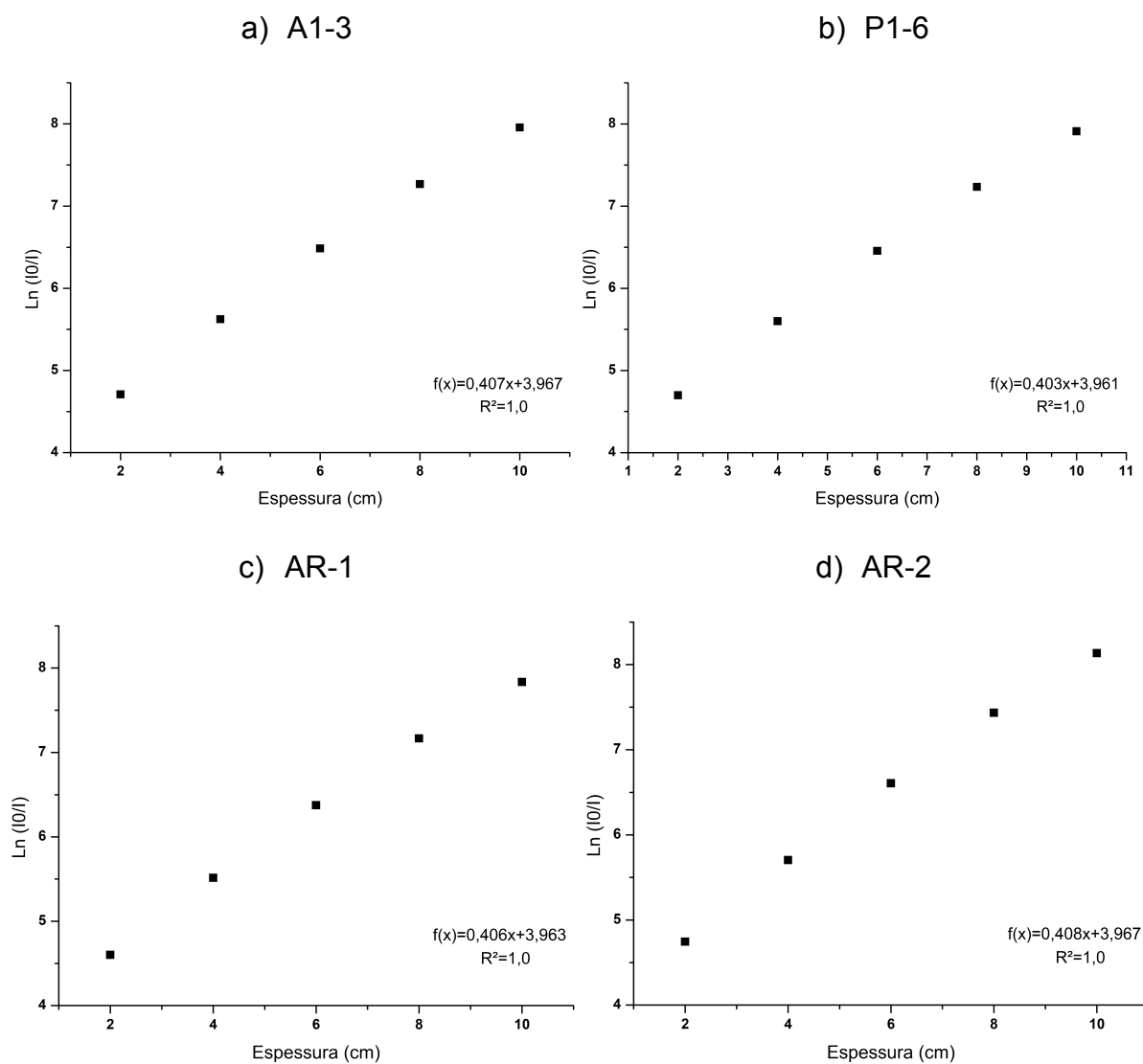
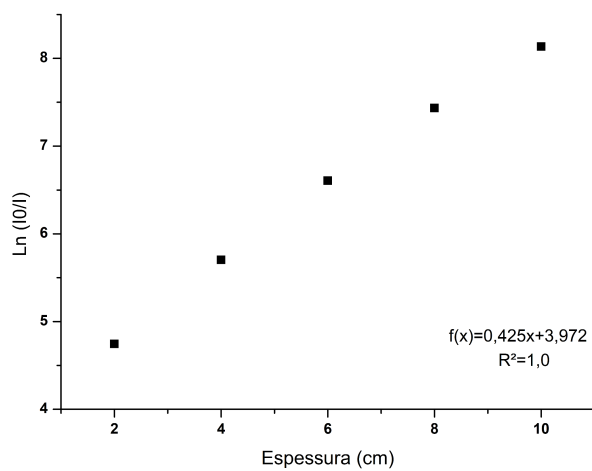
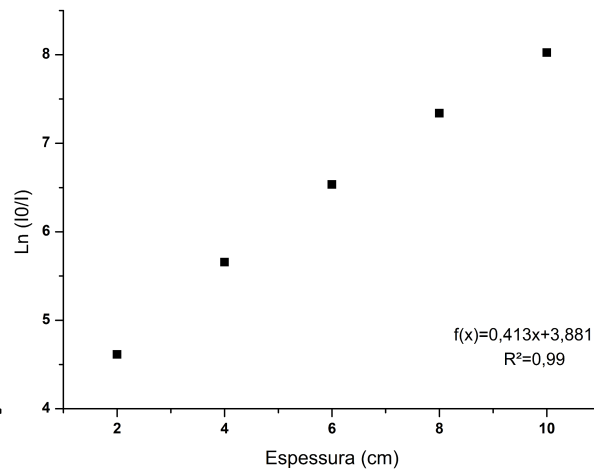


Figura 4.10 (Parte 2): Continuação da figura 4.10.

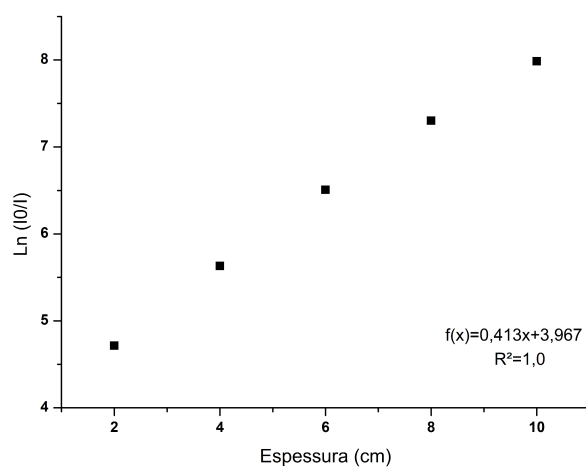
e) RMPS



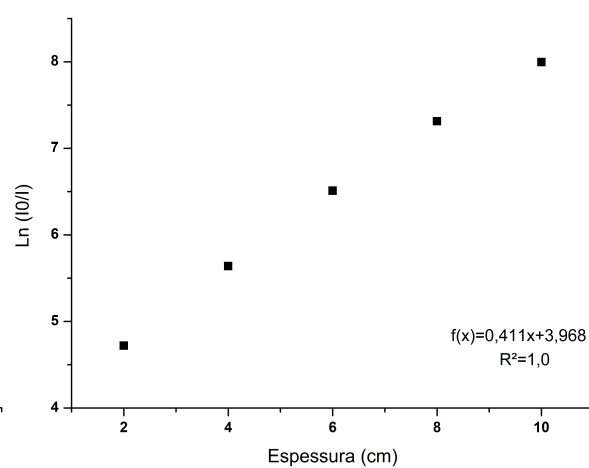
f) RMPI



g) RMPP



h) AR-4



Fonte: A autora.

Tabela 4.5: Valores simulados de μ (cm^{-1}) obtidos por meio do FLUKA e do Phy-X para as amostras de solo (A1-3 e P1-6) e rocha (AR-4, RMPP, RMPI, RMPS, AR-2 e AR-1).

Amostra	Método	Energia dos fótons (MeV)						
		0,0595	0,1	0,356	0,662	1	1,33	10
A1-3	FLUKA	0,407	0,272	0,148	0,117	0,093	0,087	0,036
	Phy-X	0,422	0,269	0,157	0,121	0,099	0,086	0,036
	DR	4%	1%	6%	3%	6%	1%	0%
P1-6	FLUKA	0,403	0,267	0,150	0,116	0,098	0,089	0,036
	Phy-X	0,415	0,267	0,157	0,121	0,099	0,086	0,036
	DR	3%	0%	4%	4%	1%	1%	0%
AR-4	FLUKA	0,411	0,274	0,148	0,122	0,098	0,091	0,036
	Phy-X	0,427	0,270	0,157	0,121	0,099	0,086	0,036
	DR	4%	1%	6%	1%	1%	6%	0%
RMPP	FLUKA	0,411	0,274	0,148	0,122	0,098	0,091	0,036
	Phy-X	0,426	0,269	0,157	0,121	0,099	0,086	0,036
	DR	4%	2%	6%	1%	2%	6%	0%
RMPI	FLUKA	0,413	0,274	0,148	0,122	0,097	0,091	0,036
	Phy-X	0,430	0,270	0,157	0,121	0,099	0,086	0,036
	DR	1%	1%	6%	1%	2%	6%	0%
RMPS	FLUKA	0,425	0,277	0,148	0,122	0,097	0,092	0,036
	Phy-X	0,442	0,273	0,157	0,121	0,099	0,086	0,036
	DR	1%	6%	6%	1%	2%	7%	0%
AR-2	FLUKA	0,408	0,274	0,148	0,121	0,096	0,092	0,036
	Phy-X	0,423	0,268	0,157	0,121	0,099	0,086	0,036
	DR	2%	2%	6%	0%	3%	7%	0%
AR-1	FLUKA	0,406	0,269	0,148	0,116	0,098	0,088	0,036
	Phy-X	0,425	0,269	0,157	0,121	0,099	0,086	0,036
	DR	4%	0%	6%	4%	1%	2%	0%

Fonte: A autora.

Conforme os resultados apresentados na Tabela 4.5, na menor energia (0,0595 MeV), μ apresentou resultados menores em comparação com o Phy-X, porém a diferença relativa, calculada através da equação $DR = |(\mu_{\text{Phy-X}} - \mu_{\text{FLUKA}}) / \mu_{\text{Phy-X}}| * 100\%$, apresentou valor máximo 4% para as amostras A1-3, AR-4, RMPP e AR-1 e o restante das amostras apresentou diferença menor que este valor. Como esperado, quando ocorre o aumento da energia, um maior número de fótons são transmitidos pelo material sem interação, de modo que a atenuação torna-se menor (Demir et al., 2013).

Na energia de 0,1 MeV (Tabela 4.5), os resultados obtidos foram conforme o esperado, entretanto, os valores obtidos pelo FLUKA foram maiores que os obtidos pelo Phy-X, com uma diferença máxima de 7% (P1-6). Na energia de 0,356 MeV (Tabela 4.5), o resultado encontrado através do FLUKA também foi superior ao Phy-X, entretanto a amostra AR-1 apresentou a maior diferença relativa de 14%. Já

na energia de 0,662 MeV (Tabela 4.5), algumas das amostras apresentaram valores de μ maiores pelo FLUKA e outros maiores pelo Phy-X; e a maior diferença relativa (4%) foi apresentada pelas amostras P1-6 e AR-1. Na energia de 1,0 MeV (Tabela 4.5) todas as amostras apresentaram μ do FLUKA menor do que o Phy-X, com a maior diferença relativa de 6% (A1-3), e o contrário foi observado na energia de 1,33 MeV (Tabela 4.5), com μ do FLUKA maior que o μ do Phy-X, com a maior diferença relativa sendo 7%, para as amostras RMPS e AR-2.

Diferenças entre os valores obtidos pelos métodos computacionais de simulação de μ , como o XCOM e o Phy-X, têm sido encontrados por diferentes autores para diversos materiais e energias dos fótons. More et al. (2023) encontraram boa concordância entre o XCOM e FLUKA ao trabalharem com Ferrites, com os valores entre os métodos oscilando entre maiores e menores para as diferentes faixas de energia analisadas. Dridi et al. (2024) fizeram uma comparação entre os resultados experimentais e teóricos de μ_m , para vidros de $\text{Na}_2\text{O}-\text{P}_2\text{O}_5$ dopados com MnO_2 , verificando flutuações entre os valores desse parâmetro para os diferentes métodos em faixas distintas de energia.

Na energia de 0,0595 MeV (Tabela 4.5), onde o efeito fotoelétrico possui dominância sobre o espalhamento incoerente, é possível observar uma diferença de μ maior entre as amostras, por conta da seção de choque possuir uma maior dependência com a composição química (Al-Hadeethi; Sayyed, 2020b). As amostras que apresentaram maiores e menores valores de μ (RMPS e P1-6) são, respectivamente, as que possuem as maiores e menores quantidades de óxido de Fe_2O_3 na composição (Tabela 1). Com o aumento da energia, há o aumento da probabilidade de ocorrência do espalhamento incoerente, onde na energia de 0,1 MeV, a probabilidade do efeito fotoelétrico ocorrer é inferior a 12% (Figura 4.2); sendo assim, a composição das amostras passa a ter menor importância na atenuação da radiação (Mostafa et al., 2023). Os resultados encontrados nesta faixa de energia estão coerentes com o esperado.

Nas energias de 0,356 MeV, 0,662 MeV, 1 MeV e 1,33 MeV (Tabela 4.5), quase a totalidade de interação se dá pelo espalhamento incoerente. Os resultados obtidos pelo Phy-X nestas faixas de energia não apresentaram diferenças; entretanto, resultados diferentes foram encontrados pelo FLUKA. Na energia de 0,356 MeV, o μ encontrado foi de $0,148 \text{ cm}^{-1}$ (Tabela 4.5) para as sete amostras, com exceção da amostra P1-6, que apresentou o valor de $0,150 \text{ cm}^{-1}$ (Tabela 4.5),

resultado contrário ao obtido pelo Phy-X (Figura 3b), onde a explicação mais plausível seria a diferença na *database* utilizadas pelos programas (Tekin et al., 2017). Com quatro amostras apresentando o valor de μ igual a $0,122 \text{ cm}^{-1}$ (RMPS, RMPI, RMPP, AR-4) (Tabela 4.5) na energia de 0,662 MeV, as amostras P1-6 e AR-1, apresentaram um μ de $0,116 \text{ cm}^{-1}$ (Tabela 4.5). Já na energia de 1 MeV, a amostra A1-3 apresentou um valor inferior aos demais ($0,093 \text{ cm}^{-1}$) (Tabela 4.5), assim como na energia de 1,33 MeV ($0,087 \text{ cm}^{-1}$) (Tabela 4.5). Na energia de 10 MeV, região onde a produção de pares tem uma probabilidade de ocorrência de aproximadamente 32,6% (Figura 4.2), não houve diferença entre os resultados obtidos pelo FLUKA e pelo Phy-X.

Medhat et al. (2014), ao trabalharem com cinco diferentes tipos de solos, com densidades variando entre 2,40 e $2,56 \text{ g/cm}^3$, e diferentes energias de fótons (59,5, 81,0, 365,5, 661,6, 1173,2 e 1335,5 keV), analisaram possíveis diferenças nos valores de coeficiente de atenuação obtidos experimentalmente e pelo XCOM, Geant4 e FLUKA. O valor de μ encontrado para estes 5 diferentes tipos de solo apresentaram valores próximos aos encontrados nas simulações realizadas nestes trabalhos. Esses autores encontraram, também, resultados semelhantes de μ entre os diferentes métodos nas energias analisadas, onde amostras com os menores teores de elementos mais pesados e menores densidades, tiveram um coeficiente de atenuação, obtido através do FLUKA, maior que os demais. Apesar da boa concordância entre os três métodos utilizados para cálculo de atenuação, os autores demonstraram que métodos de simulação possuem resultados com menores diferenças relativas em comparação com o XCOM, por conta do XCOM utilizar dados de seções de choque, enquanto o método Monte Carlo simula as interações dos fótons. Resultados similares de atenuação da radiação na região de dominância do espalhamento incoerente foram encontrados em materiais compostos com resina epóxi e diferentes quantidades de LiF , NiO e Cr_2O_3 por Aygün et al. (2020).

Os valores de μ encontrados através do FLUKA e do Phy-X apresentaram uma pequena diferença relativa entre si, que por sua vez, como encontrado por diversos autores, foram consistentes com os resultados encontrados experimentalmente (Demir et al., 2013; Sriwunkum; Nutaro; Saiz, 2018). O Método Monte Carlo é uma ferramenta de simulação utilizada em diversas áreas da ciência, sendo reconhecido por sua precisão na simulação de interação de partículas com a matéria, oferecendo diversas opções de modelagem para diferentes aplicações

(Battistoni et al., 2016). Esse método pode ser utilizado para a resolução de uma gama de problemas complexos na área de física, devido a sua precisão e sua capacidade de lidar com processos que envolvem incertezas (Papadopoulos; Yeung, 2001).

5 CONCLUSÕES

Com base nos resultados deste estudo, verificou-se que, por se tratar de um Neossolo Litólico pouco intemperizado, a composição química das amostras de solo foi fortemente influenciada pela rocha matriz, com destaque para o óxido Fe_2O_3 , que apresentou a maior diferença (117%) entre as amostras. A interação da radiação foi dependente da energia dos fótons, com o efeito fotoelétrico predominando nas energias mais baixas e o espalhamento incoerente nas regiões de energia intermediária. Observou-se que nas energias dominadas pelo efeito fotoelétrico, a composição química teve um impacto significativo na atenuação dos fótons, enquanto em energias onde o espalhamento incoerente foi predominante, não houve diferença significativa em μ . O estudo concluiu que, nas menores energias, a composição química influenciou mais, resultando em melhor desempenho das rochas na blindagem da radiação em comparação com o solo, onde a amostra que demonstrou melhor desempenho foi a RMPS, resultado associado com a quantidade de Fe_2O_3 presente na composição. Com o aumento da energia, essa influência diminuiu, aproximando os valores dos parâmetros de blindagem entre solo e rocha.

REFERÊNCIAS

- A. TURŞUCU; Y. ELMAHROUG; DEMET YILMAZ. Measurement on radiation shielding parameters of FexCr1_x and FexNix alloys. **Applied Physics A**, v. 127, n. 8, 1 ago. 2021.
- ABDALLA, A. M. et al. Radiation shielding performance for local granites. **Progress in Nuclear Energy**, v. 150, p. 104294, 1 ago. 2022.
- ABDEL-LATIF M, A.; KASSAB, M. M. Effect of Chromium Contents on Radiation Shielding and Macroscopic cross-section in Steel Alloys. **Applied Radiation and Isotopes**, v. 186, p. 110263, 1 ago. 2022.
- ABDULLAH, M. A. H. et al. Recent Trends in Advanced Radiation Shielding Concrete for Construction of Facilities: Materials and Properties. **Polymers**, v. 14, n. 14, p. 2830, 12 jul. 2022.
- AGAR, O. Study on Gamma Ray Shielding Performance of Concretes Doped with Natural Sepiolite Mineral. **Radiochimica Acta**, v. 106, n. 12, p. 1009–1016, 27 nov. 2018.
- AHDIDA, C. et al. New Capabilities of the FLUKA Multi-Purpose Code. **Frontiers in Physics**, v. 9, 27 jan. 2022.
- AITA, R. S. et al. Gamma-rays attenuation by mineralized siltstone and dolostone rocks: Monte Carlo simulation, theoretical and experimental evaluations. **Radiation Physics and Chemistry**, v. 198, p. 110281–110281, 1 set. 2022.
- AKAR TARIM, U. et al. Monte Carlo calculations for gamma-ray mass attenuation coefficients of some soil samples. **Annals of Nuclear Energy**, v. 58, p. 198–201, ago. 2013.
- AKKAŞ, A. Determination of the Tenth and Half Value Layer Thickness of Concretes with Different Densities. **Acta Physica Polonica A**, v. 129, n. 4, p. 770–772, abr. 2016.

AKKURT, I. et al. Study on Dependence of Partial and Total Mass Attenuation Coefficients. **Journal of Quantitative Spectroscopy and Radiative Transfer**, v. 94, n. 3-4, p. 379–385, set. 2005.

AKKURT, I. et al. Radiation shielding of concretes containing different aggregates. **Cement and Concrete Composites**, v. 28, n. 2, p. 153–157, fev. 2006.

AKKURT, I. Effective Atomic and Electron Numbers of Some Steels at Different Energies. **Annals of Nuclear Energy**, v. 36, n. 11-12, p. 1702–1705, 1 nov. 2009.

AKKURT, I.; EL-KHAYATT, A. M. The effect of barite proportion on neutron and gamma-ray shielding. **Annals of Nuclear Energy**, v. 51, p. 5–9, jan. 2013.

AKKURT, I.; MALIDARRE, R. B. Physical, structural, and mechanical properties of the concrete by FLUKA code and phy-X/PSD software. **Radiation Physics and Chemistry**, v. 193, p. 109958, abr. 2022.

AKMAN, F. et al. Study of gamma radiation attenuation properties of some selected ternary alloys. **Journal of Alloys and Compounds**, v. 782, p. 315–322, 1 abr. 2019a.

AKMAN, F. et al. Comprehensive study on evaluation of shielding parameters of selected soils by gamma and X-rays transmission in the range 13.94–88.04 keV using WinXCom and FFAST programs. **Results in Physics**, v. 15, p. 102751, 1 dez. 2019b.

AKYILDIRIM, H. et al. Radiation shielding features of zirconolite silicate glasses using XCOM and FLUKA simulation code. **Journal of Non-Crystalline Solids**, v. 545, p. 120245, out. 2020.

AL-BURIAHI, M. S. et al. Optical Properties and Radiation Shielding Competence of Bi/Te-BGe Glass System Containing B₂O₃ and GeO₂. **Optik**, v. 257, p. 168883–168883, 1 maio 2022.

AL-BURIAHI, M. S.; RAMMAH, Y. S. Investigation of the Physical Properties and gamma-ray Shielding Capability of Borate Glasses Containing PbO, Al₂O₃ and Na₂O. **Applied Physics A**, v. 125, n. 10, 21 set. 2019.

ALMURAYSHID, M. et al. Development of New Lead-Free Composite Materials as Potential Radiation Shields. **Materials**, v. 14, n. 17, p. 4957, 1 jan. 2021.

ALQAHTANI, F. F. et al. Correlation of Physical Parameters Features with Optical and Radiation Shielding Properties of Heavy Glass. **Radiation physics and chemistry (1993)**, v. 196, p. 110098–110098, 1 jul. 2022.

ALSHAHRANI, B. et al. Amorphous alloys with high Fe content for radiation shielding applications. **Radiation Physics and Chemistry**, v. 183, p. 109386–109386, 1 jun. 2021.

ASSOCIAÇÃO BRASILEIRA DE NORMAS TÉCNICAS. NBR 7181: Solo – Análise Granulométrica. Rio de Janeiro. Segunda edição. 2016.

ANDREO, P. et al. **Fundamentals of Ionizing Radiation Dosimetry**. Weinheim: Wiley-Vch, 2017.

ARDIANSYAH, A. et al. Science mapping for concrete composites as radiation shielding: A review. **Radiation Physics and Chemistry**, v. 207, p. 110835, 1 jun. 2023.

ARIAS, M.; BARRAL, M. T.; FIERROS, F. D. Effects of Organic Matter, Iron and Aluminium on Soil Structural Stability. **Springer eBooks**, p. 79–88, 1 jan. 1999.

ATASHI, P. et al. Efficient, Flexible and lead-free Composite Based on Room Temperature Vulcanizing Silicone rubber/W/Bi₂O₃ for Gamma Ray Shielding Application. **Journal of Materials Science: Materials in Electronics**, v. 29, n. 14, p. 12306–12322, 28 maio 2018.

ATTIX, F. H. **Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry**. [s.l.] John Wiley & Sons, 2008.

AYGÜN, B. et al. Development and Production of Metal Oxide Doped Glasses for Gamma Ray and Fast Neutron Shielding. **Radiation Physics and Chemistry**, v. 174, p. 108897, set. 2020.

AYGUN, Z.; AYGUN, M. Radiation Shielding Potentials of Rene Alloys by Phy-X/PSD Code. **Acta Physica Polonica A**, v. 141, n. 5, p. 507–515, maio 2022.

BADARLOO, B.; LEHNER, P.; BAKHTIARI DOOST, R. Mechanical Properties and Gamma Radiation Transmission Rate of Heavyweight Concrete Containing Barite Aggregates. **Materials**, v. 15, n. 6, p. 2173, 15 mar. 2022.

BAGHERI, R.; MOGHADDAM, A. K.; YOUSEFNIA, H. Gamma Ray Shielding Study of Barium–Bismuth–Borosilicate Glasses as Transparent Shielding Materials using MCNP-4C Code, XCOM Program, and Available Experimental Data. **Nuclear Engineering and Technology**, v. 49, n. 1, p. 216–223, fev. 2017.

BAKRI, F.; GARESO, P. L.; TAHIR, D. Advancing Radiation shielding: a Review the Role of Bismuth in X-ray Protection. **Radiation Physics and Chemistry**, p. 111510, 3 jan. 2024.

BARMAN, R. et al. Investigation of radiation shielding characteristic features of different wood species. **Radiation physics and chemistry (1993)**, v. 192, p. 109927–109927, 1 mar. 2022.

BASHTER, I. I. Calculation of radiation attenuation coefficients for shielding concretes. **Annals of Nuclear Energy**, v. 24, n. 17, p. 1389–1401, nov. 1997.

BATTISTONI, G. et al. The FLUKA code: description and benchmarking. **AIP Conference Proceedings**, 2007.

BATTISTONI, G. et al. Overview of the FLUKA Code. **Annals of Nuclear Energy**, v. 82, p. 10–18, ago. 2015.

BATTISTONI, G. et al. The FLUKA Code: An Accurate Simulation Tool for Particle Therapy. **Frontiers in Oncology**, v. 6, p. 116, 11 maio 2016.

BAYTAŞ, A.; AKBAL, S. Determination of Soil Parameters by gamma-ray Transmission. **Radiation Measurements**, v. 35, n. 1, p. 17–21, jan. 2002.

BEITLER, B.; PARRY, W. T.; CHAN, M. A. Fingerprints of Fluid Flow: Chemical Diagenetic History of the Jurassic Navajo Sandstone, Southern Utah, U.S.A. **Journal of Sedimentary Research**, v. 75, n. 4, p. 547–561, 1 jul. 2005.

BERGER, M. J.; HUBBELL, J. H. XCOM: Photon Cross Sections on a Personal Computer. **OSTI OAI (U.S. Department of Energy Office of Scientific and Technical Information)**, 1 jul. 1987.

BERNATEK-JAKIEL, A. et al. Sediment detachment in piping-prone soils: Cohesion sources and potential weakening mechanisms. **Earth Surface Processes and Landforms**, v. 45, n. 13, p. 3185–3201, 7 ago. 2020.

BERTIN, E. P. **Principles and Practice of X-Ray Spectrometric Analysis**. [s.l.] Springer Science & Business Media, 2012.

BINDER, K.; HEERMANN, D. W. **Monte Carlo Simulation in Statistical Physics**. [s.l.] Springer Science & Business Media, 2013.

BISWAS, R. et al. Calculation of gamma-ray Attenuation Parameters for Locally Developed Shielding material: Polyboron. **Journal of Radiation Research and Applied Sciences**, v. 9, n. 1, p. 26–34, 1 jan. 2016.

BLUM, W.; SCHAD, P. **Essentials of Soil Science: Soil formation, functions, Use and classification**. [s.l.] Borntraeger, 2018.

BLYTH, F. G. H. **A Geology for Engineers**. Boca Raton: Crc Press, 2017.

BOCARDI, L. B. et al. DIAGÊNESE DOS ARENITOS DO GRUPO ITARARÉ, PERMOCARBONÍFERO, BACIA DO PARANÁ. **Revista Brasileira de Geociências**, v. 36, n. 2, p. 221–231, 1 jun. 2006.

BORRERO, F. J. et al. **Earth Science : geology, the environment, and the Universe**. New York: Glencoe/Mcgraw-Hill, 2008.

BURCHAM, W. E.; JOBES, M. **Nuclear and Particle Physics**. [s.l.] Addison Wesley Longman, 1995.

CAMARGO, M. A.; KARUANE SCHECHTEL KODUM; PIRES, L. F. How Does the Soil Chemical Composition Affect the Mass Attenuation Coefficient? A Study Using Computer Simulation to Understand the Radiation-Soil Interaction Processes. **Brazilian Journal of Physics**, v. 51, n. 6, p. 1775–1783, 24 ago. 2021.

CANTONE, M. C.; HOESCHEN, C. **Radiation Physics for Nuclear Medicine**. [s.l.] Springer Science & Business Media, 2011.

CARROLL, Q. B. **Digital Radiography in Practice (2nd Edition)**. [s.l.] Charles C Thomas Publisher, 2023.

ÇELEN, Y. Y. et al. Application of experiment and simulation to estimate radiation shielding capacity of various rocks. **Arabian Journal of Geosciences**, v. 14, n. 15, 23 jul. 2021.

CERN, V. **FLAIR: A POWERFUL BUT USER FRIENDLY GRAPHICAL INTERFACE FOR FLUKA**. [s.l.] American Nuclear Society, 2009. Disponível em: <http://flair.web.cern.ch/flair/doc/Flair_MC2009.pdf>.

CERRITO, L. **Radiation and Detectors : Introduction to the Physics of Radiation and Detection Devices**. Cham, Switzerland: Springer, 2017.

CESÁREO, R.; ASSIS, J.; CRESTANAS. Attenuation Coefficients and Tomographic Measurements for Soil in the Energy Range 10—300 keV. **Applied Radiation and Isotopes**, v. 45, n. 5, p. 613–620, 1 maio 1994.

CHAUDHARI , L. M.; RAJE, D. Study of Photon Attenuation Coefficient of Soil Samples from Maharashtra and Karnataka States (India) at Gamma Ray Energies from 122 keV to 1330 keV. **Bulg. J. Phys.**, v. 37, 1 jan. 2012.

COLGATE, S. A. Gamma-Ray Absorption Measurements. **Physical Review**, v. 87, n. 4, p. 592–601, 15 ago. 1952.

CONKLIN, A. R. **Introduction to Soil Chemistry**. [s.l.] John Wiley & Sons, 2005.

COSTA, J. C. et al. Soil mass attenuation coefficient: Analysis and evaluation. **Annals of Nuclear Energy**, 1 fev. 2014.

CRAWFORD, M. J. **Physical Geology**. [s.l.] Houghton Mifflin Harcourt, 2007.

CURTIS, C. D. Aspects of Climatic Influence on the Clay Mineralogy and Geochemistry of soils, Palaeosols and Clastic Sedimentary Rocks. v. 147, n. 2, p. 351–357, 1 abr. 1990.

D'AURIA, S. **Introduction to Nuclear and Particle Physics**. Switzerland: Springer, 2018.

DAVIES, D. K.; ETHRIDGE, F. G. Sandstone Composition and Depositional Environment. **AAPG Bulletin**, v. 59, n. 2, p. 239–264, 1 fev. 1975.

DAVISSON, C. M. INTERACTION OF γ -RADIATION WITH MATTER. **Elsevier eBooks**, p. 37–78, 1 jan. 1968.

DEMIR, N. et al. Investigation of Mass Attenuation Coefficients of water, Concrete and Bakelite at Different Energies Using the FLUKA Monte Carlo Code. **Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry**, v. 298, n. 2, p. 1303–1307, 4 abr. 2013.

DEWJI, S.; HERTEL, N. E. **Advanced Radiation Protection Dosimetry**. Milton: Chapman and Hall/Crc, 2019.

DING, B.; ZHANG, L.; LIU, J. Study on Shielding and Radiation Resistance of Basalt Fiber to Gamma Ray. **Materials**, v. 15, n. 7, p. 2522, 30 mar. 2022.

DONG, M. G. et al. Investigation of shielding parameters of some boron containing resources for gamma ray and fast neutron. **Results in Physics**, v. 13, p. 102129, 1 jun. 2019.

DRIDI et al. Radiation shielding features of Na₂O–P₂O₅ glasses doped with MnO experimentally and using FLUKA and Phy-X. **Journal of Radiation Research and Applied Sciences**, v. 17, n. 1, p. 100805–100805, 1 mar. 2024.

DRIESSEN, P. M.; DUDAL, R. **The Major Soils of the World**. [s.l.] University Wageningen-Katolieke Universiteit Leuven, 1991.

DUNN, W. L.; SHULTIS, J. K. **Exploring Monte Carlo Methods**. [s.l.] Elsevier, 2011.

DYSON, N. A. **Radiation Physics with Applications in Medicine and Biology**. [s.l.] Elsevier Science.

E. LACOMME et al. Effect of bismuth and lithium substitution on radiation shielding properties of zinc borate glass system using Phy-X/PSD simulation. **Results in physics**, v. 20, p. 103768–103768, 1 jan. 2021.

EKINCI, N.; KAVAZ, E.; ÖZDEMİR, Y. A Study of the Energy Absorption and Exposure Buildup Factors of Some anti-inflammatory Drugs. **Applied Radiation and Isotopes**, v. 90, p. 265–273, ago. 2014.

EL ABD, A. et al. A Simple Method for Determining the Effective Removal Cross Section for Fast Neutrons. **Journal of Radiation and Nuclear Applications**, v. 2, n. 2, p. 53–58, 1 maio 2017.

EL-KHAYATT, A. M. Calculation of Fast Neutron Removal cross-sections for Some Compounds and Materials. **Annals of Nuclear Energy**, v. 37, n. 2, p. 218–222, fev. 2010.

EL-SAYED ABDO, A. Calculation of the cross-sections for Fast Neutrons and gamma-rays in Concrete Shields. **Annals of Nuclear Energy**, v. 29, n. 16, p. 1977–1988, nov. 2002.

ELSAFI, M. et al. Shielding Properties of Some Marble Types: a Comprehensive Study of Experimental and XCOM Results. **Materials**, v. 14, n. 15, p. 4194, 27 jul. 2021a.

ELSAFI, M. et al. Investigation of Photon Radiation Attenuation Capability of Different Clay Materials. **Materials**, v. 14, n. 21, p. 6702, 7 nov. 2021b.

ERMIS, E. E. et al. A comprehensive study for mass attenuation coefficients of different parts of the human body through Monte Carlo methods. **Nuclear Science and Techniques**, v. 27, n. 3, 7 maio 2016.

ERMIS, E. E.; PILICER, E.; CELIKTAS, C. Comparison of the simulated gamma-ray attenuation coefficients with the real measurements. 《核技术》(英文版), v. 26, n. 5, p. 50401-050401, 24 set. 2015.

FERRAZ, E. S. B.; MANSELL, R. S. Determining Water Content and Bulk Density of Soil by Gamma Ray Attenuation Methods. 1 jan. 1979.

FERREIRA, V. et al. Multivariate analysis of factors influencing the peak flow and runoff volume in the Cerrado and Atlantic Forest biomes in Brazil. **Environmental Monitoring and Assessment**, v. 193, n. 10, 29 set. 2021.

FILIZ BAYTAŞ, A.; AKBAL, S. Determination of Soil Parameters by gamma-ray Transmission. **Radiation Measurements**, v. 35, n. 1, p. 17–21, jan. 2002.

FORSHIER, S. **Essentials of Radiation Biology and Protection**. Clifton Park, Ny: Delmar, 2009.

FOTH, H. D. **Fundamentals of Soil Science**. New York: Wiley, 1990.

GILI, M. B. Z.; JECONG, J. F. M. Radiation Shielding Properties of ZnO and Other Glass Modifier Oxides: BaO, MgO, Na₂O, and TiO₂, Using EpiXS Software. **Arabian Journal for Science and Engineering**, 3 out. 2022.

GOITEIN, M. **Radiation Oncology: a Physicist's-Eye View**. [s.l.] Springer Science & Business Media, 2007.

GONÇALVES H.; EMBRAPA SOLOS. **Sistema brasileiro de classificação de solos**. Brasília, Df: Embrapa, 2018.

GREENING, J. R. **Fundamentals of Radiation Dosimetry**. [s.l.] CRC Press, 2017.

GROTZINGER, J.; JORDAN, T. H.; PRESS, F. **Understanding Earth**. New York: N.Y. Freeman, 2007.

HAN, I.; DEMIR, L. Studies on Effective Atomic numbers, Electron Densities and Mass Attenuation Coefficients in Au Alloys. **Journal of X-Ray Science and Technology**, v. 18, n. 1, p. 39–46, 2010.

HARTEMINK, A. E. Soil horizon variation: A review. **Advances in Agronomy**, v. 160, n. 1, p. 125–185, 1 jan. 2020.

HILA, F. C. et al. Generation of Fast Neutron Removal Cross Sections Using a multi-layered Spherical Shell Model. **Radiation Physics and Chemistry**, v. 189, p. 109735, 1 dez. 2021.

HORTON, C. Reactor Handbook, Vol. III, Part B. Shielding. **Nuclear Science and Engineering**, v. 16, n. 4, p. 463–464, 1 ago. 1963.

HUSAIN, H.; RASHEED, A.; MAHMOOD, B. M. Investigation of Gamma Ray Shielding by Polymer Composites. **IOP conference series**, v. 454, p. 012131–012131, 12 dez. 2018.

INSTITUTO BRASILEIRO DE GEOGRAFIA E ESTATÍSTICA. COORDENAÇÃO DE RECURSOS NATURAIS E ESTUDOS AMBIENTAIS. **Manual Técnico De Pedologia**. Rio De Janeiro: Ibge, 2015.

ISSA, S. A. M. et al. Mechanical and gamma-ray shielding properties of TeO₂-ZnO-NiO glasses. **Materials Chemistry and Physics**, v. 212, p. 12–20, jun. 2018.

ISSA, S. A. M. et al. Comparison study of photon attenuation characteristics of Poly vinyl alcohol (PVA) doped with Pb(NO₃)₂ by MCNP5 code, XCOM and experimental results. **Progress in Nuclear Energy**, v. 111, p. 15–23, 1 mar. 2019.

ISSA, S. A. M.; HAMDALLA, T. A.; DARWISH, A. A. A. Effect of ErCl₃ in gamma and neutron parameters for different concentration of ErCl₃-SiO₂ (EDFA) for the signal protection from nuclear radiation. **Journal of alloys and compounds**, v. 698, p. 234–240, 1 mar. 2017.

ISSA, S. A. M.; SAYYED, M. I.; MURAT KURUDIREK. Study of Gamma Radiation Shielding Properties of ZnO - TeO Glasses. **Bulletin of Materials Science**, v. 40, n. 4, p. 841–857, 25 jul. 2017.

JACKSON, M. L.; SHERMAN, G. D. Chemical Weathering of Minerals in Soils. **Advances in Agronomy**, p. 219–318, 1953.

JAEGER, R. G. et al. **Engineering Compendium on Radiation Shielding**. [s.l.] Springer, 1968.

JARADAT, A. K.; BIGGS, P. J. TENTH VALUE LAYERS FOR ⁶⁰Co GAMMA RAYS AND FOR 4, 6, 10, 15, AND 18 MV X RAYS IN CONCRETE FOR BEAMS OF CONE ANGLES BETWEEN 0° AND 14° CALCULATED BY MONTE CARLO SIMULATION. **Health Physics**, v. 92, n. 5, p. 456–463, 1 maio 2007.

JENKINS, R. **X-Ray Fluorescence Spectrometry**. New York Etc.: John Wiley, 1999.

KAUR, P. et al. Radiation Shielding and Sensing Properties for Some Eu³⁺ Doped bismo-phosphate Glasses. **Radiation Physics and Chemistry**, p. 110769, jan. 2023.

KAUR, P.; SINGH, D.; SINGH, T. Gamma rays shielding and sensing application of some rare earth doped lead-alumino-phosphate glasses. **Radiation Physics and Chemistry**, v. 144, p. 336–343, mar. 2018.

KAUR, S. et al. Scope of Pb-Sn binary alloys as gamma rays shielding material. **Progress in Nuclear Energy**, v. 93, p. 277–286, nov. 2016.

KAUR, T.; SHARMA, J.; SINGH, T. Review on Scope of Metallic Alloys in Gamma Rays Shield Designing. **Progress in Nuclear Energy**, v. 113, p. 95–113, maio 2019.

KELLER, E. A. **Introduction to Environmental Geology**. Boston (Mass.) ; Upper Saddle River (N.J.): Paris, 2012.

KILIC, G. et al. Ta₂O₅ reinforced Bi₂O₃–TeO₂–ZnO glasses: Fabrication, physical, structural characterization, and radiation shielding efficacy. **Optical Materials**, v. 112, p. 110757, fev. 2021.

KILICOGLU, O. Characterization of copper oxide and cobalt oxide substituted bioactive glasses for gamma and neutron shielding applications. **Ceramics International**, v. 45, n. 17, p. 23619–23631, dez. 2019.

KOONS, R. D.; HELMKE, P. A.; JACKSON, M. L. Association of Trace Elements with Iron Oxides During Rock Weathering. **Soil Science Society of America journal**, v. 44, n. 1, p. 155–159, 1 jan. 1980.

KRANE, K. S.; HALLIDAY, D. **Introductory Nuclear Physics**. New York: John Wiley, 1988.

KURTULUŞ, R. et al. SERAMİK Journal of the Turkish Ceramics Society Calculations on Linear Attenuation Coefficient and Fast Neutron Removal Cross-section for B₂O₃-TeO₂ Glass System via Phy-X/PSD. **Seramik -Journal of the Turkish Ceramics Society**, v. 1, n. 4, p. 19–23, 2021.

KURUDIREK, M. et al. Investigation of X- and Gamma Ray Photons Buildup in Some Neutron Shielding Materials Using GP Fitting Approximation. **Annals of Nuclear Energy**, v. 53, p. 485–491, mar. 2013.

KURUDIREK, M. Photon Buildup Factors in Some Dosimetric Materials for Heterogeneous Radiation Sources. **Radiation and environmental biophysics**, v. 53, n. 1, p. 175–185, 28 nov. 2013.

KURUDIREK, M.; ÖZDEMİR, Y.; EL-KHAYATT, A. M. Analysis of Some Pb, Th and U Compounds in Terms of Photon interaction, Photon Energy Absorption and Fast Neutron Attenuation. **Radiation Physics and Chemistry**, v. 80, n. 8, p. 855–862, ago. 2011.

L'ANNUNZIATA, M. F. **Handbook of Radioactivity Analysis**. [s.l.] Elsevier, 2012.

LANDAU, D. P.; BINDER, K. **A guide to Monte Carlo simulations in statistical physics**. Cambridge: Cambridge University Press, 2005.

LAXMAN, C.; DAYANAND, R. Attenuation Coefficient of Soil Samples by Gamma Ray Energy. **Research Journal of Recent Sciences**, v. 1, jun. 2012.

LEHNERT, S. **Biomolecular Action of Ionizing Radiation**. [s.l.] CRC Press, 2007.

LEPSCH, I. F. **Formação e Conservação Dos Solos**. São Paulo: Oficina de Textos, 2016.

LEVIN, V. E. **Nuclear Physics and Nuclear Reactors**. [s.l.] Elsevier Science.

LJUNGBERG, M.; STRAND, S.-E.; KING, M. A. **Monte Carlo calculations in nuclear medicine : applications in diagnostic imaging**. Boca Raton: CRC Press, 2013.

LOEF, J. J. VAN; LIND, D. A. Measurements of Inelastic Scattering Cross Sections for Fast Neutrons. **Physical Review**, v. 101, n. 1, p. 103–113, 1 jan. 1956.

MILADJENOVIC, M. **Radioisotope and Radiation Physics**. [s.l.] Elsevier, 2012.

MAMIKHIN, S. V. et al. Some aspects of evaluation of the role of soils as a shielding medium from ionizing-radiation. **Moscow University soil science bulletin**, v. 72, n. 2, p. 66–70, 1 abr. 2017.

MANN, H. S. et al. Experimental Investigation of Clay Fly Ash Bricks for Gamma-Ray Shielding. **Nuclear Engineering and Technology**, v. 48, n. 5, p. 1230–1236, out. 2016.

MANN, K. S. et al. Investigations of Some Building Materials for γ -rays Shielding Effectiveness. **Radiation Physics and Chemistry**, v. 87, p. 16–25, jun. 2013.

MANN, K. S.; HEER, M. S.; RANI, A. Effect of low-Z absorber's thickness on gamma-ray shielding parameters. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment**, v. 797, p. 19–28, 1 out. 2015.

MANN, K. S.; HEER, M. S.; RANI, A. Gamma-ray double-layered transmission exposure buildup factors of some engineering materials, a comparative study. **Radiation Physics and Chemistry**, v. 125, p. 27–40, 1 ago. 2016.

MANN, K. S.; SIDHU, G. S. Verification of Some low-Z Silicates as gamma-ray Shielding Materials. **Annals of Nuclear Energy**, v. 40, n. 1, p. 241–252, fev. 2012.

MANOHARA, S. R. et al. On the effective atomic number and electron density: A comprehensive set of formulas for all types of materials and energies above 1keV. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms**, v. 266, n. 18, p. 3906–3912, set. 2008.

MANSY, M. S. et al. Experimental and Theoretical Investigation of Pb–Sb Alloys as a gamma-radiation Shielding Material. **Radiation Physics and Chemistry**, v. 183, p. 109416, jun. 2021.

MAO, L. **Combinatorial Geometry with Applications to Field Theory, Second Edition, Graduate Textbook in Mathematics**. [s.l.] Infinite Study, 2011.

MARTIN, A. D. et al. **An Introduction to Radiation Protection**. Boca Raton, Fl: Crc Press, Taylor & Francis Group, 2019.

MARTIN, J. E. **Physics for Radiation Protection**. [s.l.] John Wiley & Sons, 2008.

MASOUD, M. A. et al. Radiation Attenuation Assessment of Serpentine Rocks from a Geological Perspective. **Toxics**, v. 10, n. 11, p. 697–697, 17 nov. 2022.

MEDHAT, M. E. et al. Calculation of gamma-ray mass attenuation coefficients of some Egyptian soil samples using Monte Carlo methods. **Radiation Effects and Defects in Solids**, v. 169, n. 8, p. 706–714, 2 jun. 2014.

MEDHAT, M. E.; PIRES, L. F.; JACQUES, C. Analysis of Photon Interaction Parameters as Function of Soil Composition. **Journal of Radioanalytical and Nuclear Chemistry**, v. 300, n. 3, p. 1105–1112, 27 fev. 2014.

MENEGUZZO, I. S.; PONTES, H. S.; RIBEIRO, A. G. CLASSIFICAÇÃO E FATORES CONDICIONANTES DOS MOVIMENTOS DE MASSA EM TALUDES DE CORTE NA BR 277 277- BALSA NOVA, PARANÁ. **Revista Sodebras**, v. 14, n. 214, p. 39–45, 1 out. 2023.

MHAREB, M. H. A. et al. Experimental shielding properties for a novel glassy system. **Applied Radiation and Isotopes**, v. 189, p. 110408–110408, 1 nov. 2022.

MIDDLETON, G. V. CHEMICAL COMPOSITION OF SANDSTONES. **Geological Society of America Bulletin**, v. 71, n. 7, p. 1011, 1960.

MLAĐENOVIĆ M. **Radioisotope and Radiation Physics : an Introduction**. Éditeur: New York: Academic, 1973.

MORE, C. V. et al. Polymeric composite materials for radiation shielding: a review. **Environmental Chemistry Letters**, 3 fev. 2021.

MORE, C. V. et al. Estimation of neutron and gamma-ray attenuation characteristics of some ferrites: Geant4, FLUKA and WinXCom studies. **Applied radiation and isotopes**, v. 197, p. 110803–110803, 1 jul. 2023.

MOSTAFA, A. M. A. et al. Effect of BaO Addition on Gamma Radiation Shielding Performance of Sodium Barium Borate Glasses Using FLUKA Code and PhyX/PSD Platform. **Radiation Physics and Chemistry**, v. 206, p. 110766, maio 2023.

MULLER, R. **Spectrochemical Analysis by X-Ray Fluorescence**. [s.l.] Springer Science & Business Media, 2012.

NEWTON, R. G. **From Clockwork to Crapshoot**. [s.l.] Harvard University Press, 2009.

NUR, K. Z.; DEMIR, N.; DAL, M. Calculation of Gamma Shielding Properties for Glass Ceramics using FLUKA. **Glass Physics and Chemistry**, v. 47, n. 6, p. 571–580, nov. 2021.

OBAID, S. S. et al. Photon attenuation coefficients of different rock samples using MCNPX, Geant4 simulation codes and experimental results: a comparison study. **Radiation Effects and Defects in Solids**, v. 173, n. 11-12, p. 900–914, 3 ago. 2018.

OBRUCHEV, V. **Fundamentals of Geology : Popular Outline**. Honolulu: University Press of the Pacific, 2005.

OKAFOR, C. E.; OKONKWO, U. C.; OKOKPUJIE, I. P. Trends in reinforced composite design for ionizing radiation shielding applications: a review. **Journal of Materials Science**, v. 56, n. 20, p. 11631–11655, 31 mar. 2021.

OLIVEIRA, D. P. et al. Weathering and clay formation in semi-arid calcareous soils from Northeastern Brazil. **CATENA**, v. 162, p. 325–332, mar. 2018.

ORUNCAK, B. Radiation Shielding Properties for $90(\text{Se})-(10-x)(\text{Te})-x(\text{Ag})$ Chalcogenide Glasses. **Journal of Radiation Research and Applied Sciences**, v. 16, n. 4, p. 100723–100723, 1 dez. 2023.

OTO, B. et al. Investigation of gamma radiation shielding properties of various ores. **Progress in Nuclear Energy**, v. 85, p. 391–403, nov. 2015.

OTO, B. et al. Effect of addition of molybdenum on photon and fast neutron radiation shielding properties in ceramics. **Ceramics International**, v. 45, n. 17, p. 23681–23689, dez. 2019.

PAPADOPOULOS, C. E.; YEUNG, H. Uncertainty Estimation and Monte Carlo Simulation Method. **Flow Measurement and Instrumentation**, v. 12, n. 4, p. 291–298, 1 ago. 2001.

PEDRON, F. DE A. et al. Morfologia e classificação taxonômica de neossolos e saprolitos derivados de rochas vulcânicas da Formação Serra Geral no Rio Grande no Sul. **Revista Brasileira de Ciência do Solo**, v. 33, p. 119–128, 1 fev. 2009.

PINHEIRO, C. R. et al. Lithic Soils in the semi-arid Region of Brazil: Edaphic Characterization and Susceptibility to Erosion. **Journal of Arid Land**, v. 14, n. 1, p. 56–69, 1 jan. 2022.

PIRES, L. F. et al. Mineralogical composition of hardsetting soils and its effect on the radiation attenuation characteristics. **Journal of Soils and Sediments**, v. 16, n. 3, p. 1059–1068, 10 dez. 2015.

PIRES, L. F. Radiation Shielding Properties of Weathered soils: Influence of the Chemical Composition and Granulometric Fractions. **Nuclear Engineering and Technology**, v. 54, n. 9, p. 3470–3477, 1 set. 2022.

PIRES, L. F.; PRANDEL, L. V.; SAAB, S. C. The Effect of Wetting and Drying Cycles on Soil Chemical Composition and Their Impact on Bulk Density evaluation: an Analysis by Using XCOM Data and gamma-ray Computed Tomography. **Geoderma**, v. 213, p. 512–520, jan. 2014.

PODGORSK, E. B. **Radiation Physics for Medical Physicists**. [s.l.] Springer Science & Business Media, 2006.

RAJE, D.; CHAUDHARI, L. Mass Attenuation Coefficients of Soil Samples in Maharashtra State (India) by Using Gamma Energy at 0.662 MeV. **Bulg. J. Phys**, v. 37, p. 158–164, 2010.

RAMMAH, Y. S. et al. Responsibility of Bi₂O₃ Content in Photon, Alpha, Proton, Fast and Thermal Neutron Shielding Capacity and Elastic Moduli of ZnO/B₂O₃/Bi₂O₃ Glasses. **Journal of Inorganic and Organometallic Polymers and Materials**, v. 31, n. 8, p. 3505–3524, 27 mar. 2021.

REGINATO, R. J.; VAN BAVEL, C. H. M. Soil Water Measurement with Gamma Attenuation. **Soil Science Society of America Journal**, v. 28, n. 6, p. 721–724, nov. 1964.

RUXTON, B. P. Measures of the Degree of Chemical Weathering of Rocks. **The Journal of Geology**, v. 76, n. 5, p. 518–527, set. 1968.

SABRY, N. et al. Gamma-ray Attenuation Properties and Fast Neutron Removal cross-section of $\text{Cu}_2\text{CdSn}_3\text{S}_8$ and Binary Sulfide Compounds (Cu/Cd/Sn S) Using phy-X/PSD Software. **Radiation Physics and Chemistry**, v. 193, p. 109989–109989, 1 abr. 2022.

ŞAHİN, M. C.; MANİSA, K. Evaluation of X-Ray Shielding Ability of Tungsten Rubber: a GAMOS Monte Carlo Study. **Süleyman demirel üniversitesi fen-edebiyat fakültesi fen dergisi**, v. 18, n. 1, p. 1–9, 25 maio 2023.

ŞAKAR, E. et al. Phy-X / PSD: Development of a user friendly online software for calculation of parameters relevant to radiation shielding and dosimetry. **Radiation Physics and Chemistry**, v. 166, p. 108496, jan. 2020.

SALEHI, D.; SARDARI, D.; JOZANI, M. S. A Study of Energy Absorption and Exposure Buildup Factors in Natural Uranium. **Advances in materials Research**, v. 4, n. 1, p. 23–30, 25 mar. 2015a.

SALEHI, D.; SARDARI, D.; JOZANI, M. S. Investigation of some radiation shielding parameters in soft tissue. **Journal of Radiation Research and Applied Sciences**, v. 8, n. 3, p. 439–445, jul. 2015b.

SALLAM, O. I. et al. Physical properties and radiation shielding parameters of bismuth borate glasses doped transition metals. **Journal of Alloys and Compounds**, v. 843, p. 156056, nov. 2020.

SANGWARANATEE, N. et al. Development of bismuth alumino borosilicate glass for radiation shielding material. **Radiation physics and chemistry (1993)**, v. 186, p. 109542–109542, 1 set. 2021.

SARDARI, D. et al. Estimation of gamma- and X-ray Photons Buildup Factor in Soft Tissue with Monte Carlo Method. **Applied Radiation and Isotopes**, v. 67, n. 7-8, p. 1438–1440, 1 jul. 2009.

SARDARI, D.; KURUDIREK, M. Studies on Energy Absorption and Exposure Buildup Factors in Some Solutions of Alkali Metal Chlorides. **International Journal of Physical Sciences Full Length Research Paper**, v. 8, n. 12, p. 481–491, 2013.

SATHISH, K. V. et al. Radiation shielding properties of Silicon boron alloys. **Materials Today: Proceedings**, jul. 2022.

SAUZET, O., CAMMAS, C., GILLIOT, J. M., & MONTAGNE, D.. Long-term quantification of the intensity of clay-sized particles transfers due to earthworm bioturbation and eluviation/illuviation in a cultivated Luvisol. **Geoderma**, 429, 2023.

SAYYED, M. I. Investigation of shielding parameters for smart polymers. **Chinese Journal of Physics**, v. 54, n. 3, p. 408–415, jun. 2016.

SAYYED, M. I. et al. A Comprehensive Study of the Energy Absorption and Exposure Buildup Factors of Different Bricks for gamma-rays Shielding. **Results in Physics**, v. 7, p. 2528–2533, 2017.

SAYYED, M. I. Half value layer, mean free path and exposure buildup factor for tellurite glasses with different oxide compositions. **Journal of Alloys and Compounds**, v. 695, p. 3191–3197, 25 fev. 2017.

SAYYED, M. I. et al. Experimental and Theoretical Study of Radiation Shielding Features of CaO-K₂O-Na₂O-P₂O₅ Glass Systems. **Materials**, v. 14, n. 14, p. 3772, 1 jan. 2021.

SAYYED, M. I.; ELHOUCHE, H. Variation of Energy Absorption and Exposure Buildup Factors with Incident Photon Energy and Penetration Depth for boro-tellurite (B₂O₃-TeO₂) Glasses. **Radiation Physics and Chemistry**, v. 130, p. 335–342, jan. 2017.

SAYYED, M. I.; ISSA, S. A. M.; AUDA, S. H. Assessment of radio-protective Properties of Some anti-inflammatory Drugs. **Progress in Nuclear Energy**, v. 100, p. 297–308, 1 set. 2017.

SCHAETZL, R. J.; THOMPSON, M. L. **Soils : Genesis and Geomorphology**. New York: Cambridge University Press, 2016.

SECO, J.; VERHAEGEN, F. **Monte Carlo Techniques in Radiation Therapy**. [s.l.] Taylor & Francis, 2016.

SELMAN, J. **The Basic Physics of Radiation Therapy**. [s.l.] Charles C. Thomas Publisher, 1976.

SHAMS, A. M. I. et al. Nb₂O₅-Li₂O-Bi₂O₃-B₂O₃ Novel Glassy system: Evaluation of optical, mechanical, and Gamma Shielding Parameters. **Journal of Materials Science: Materials in Electronics**, v. 31, n. 24, p. 22039–22056, 1 nov. 2020.

SHAPIRO, J. **Radiation Protection : a Guide for scientists, regulators, and Physicians**. Cambridge, Ma: Harvard University Press, 2002.

SHARMA, A. et al. Simulation of shielding parameters for TeO₂-WO₃-GeO₂ glasses using FLUKA code. **Results in Physics**, v. 13, p. 102199, jun. 2019.

SHARMA, A.; SINGH, B.; SANDHU, B. S. A compton scattering technique for wood characteristics using FLUKA Monte Carlo code. **Radiation Physics and Chemistry**, v. 182, p. 109364, maio 2021.

SHULTIS, J. K.; FAW, R. E. **Radiation shielding**. La Grange Park: American Nuclear Society, 2000.

SINGH, H. et al. ZnO–PbO–B₂O₃ Glasses as gamma-ray Shielding Materials. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms**, v. 207, n. 3, p. 257–262, 2003.

SINGH, J. et al. Evaluation of radiation shielding parameters of SiO₂-Na₂O-K₂O-P₂O₅-BaO glass system. **Materials today: proceedings**, 1 mar. 2023.

SINGH, V. P.; BADIGER, N. M. A Comprehensive Study on Gamma-Ray Exposure Build-Up Factors and Fast Neutron Removal Cross Sections of Fly-Ash Bricks. **Journal of Ceramics**, v. 2013, p. 1–13, 21 ago. 2013.

SINGH, V. P.; BADIGER, N. M.; EL-KHAYATT, A. M. Study on γ-ray Exposure Buildup Factors and Fast neutron-shielding Properties of Some Building Materials. **Radiation Effects and Defects in Solids**, v. 169, n. 6, p. 547–559, 15 abr. 2014.

SINGH, V. P.; BADIGER, N. M.; KAEWKHAO, J. Radiation shielding competence of silicate and borate heavy metal oxide glasses: Comparative study. **Journal of Non-Crystalline Solids**, v. 404, p. 167–173, nov. 2014.

SINGH, V. P.; BADIGER, N. M.; KUCUK, N. Gamma-ray and Neutron Shielding Properties of Some Soil Samples. **IJPAP Vol.52(09)** [September 2014], 1 set. 2014.

SONKAWADE, R. G. et al. Natural Radioactivity in Common Building Construction and Radiation Shielding Materials. **Atmospheric Environment**, v. 42, n. 9, p. 2254–2259, 1 mar. 2008.

SRIWUNKUM, C.; NUTARO, T.; SAIZ, A. The Comparative Study of the Radiation Shielding of $\text{PbO-Li}_2\text{O-B}_2\text{O}_3$ Glass System by Using FLUKA to XCOM and Experimental Data. **Journal of Physics: Conference Series**, v. 1144, p. 012135, dez. 2018.

STABIN, M. G. **Radiation Protection and Dosimetry : An Introduction to Health Physics**. New York, Ny: Springer New York, 2007.

STEVENSON, F. J.; COLE, M. A. **Cycles of Soils: Carbon, Nitrogen, Phosphorus, Sulfur, Micronutrients**. [s.l.] John Wiley & Sons, 1999.

SUGUIO, K. **Geologia Sedimentar**. [s.l.] Editora Blucher, 2003.

SURESH, A. A. et al. The Effect of Rare Earth on the Radiation Shielding Properties of Transparent lead-free Alumino-borophosphate Glass System. **Radiation physics and chemistry (1993)**, v. 193, p. 109941–109941, 1 abr. 2022.

TAKAI, Z. I. et al. Gamma Ray and FTIR Studies in Zinc Doped Lead Borate Glasses for Radiation Shielding Application. **Materials Research**, v. 22, n. 1, 14 nov. 2018.

TECH, L.; PIRES, L. F. Insights into the Effect of Aggregate Sizes on the Soil Radiation Interaction Properties Based on X-ray Fluorescence. **International Journal of Environmental Research and Public Health**, v. 19, n. 22, p. 14635, 1 jan. 2022.

TEIXEIRA, P. C. et al. **Manual De Métodos De Análise De solo**. 3º. ed. Brasília: Embrapa, 2017.

TEIXEIRA, W. et al. **Decifrando a Terra**. São Paulo : Companhia Editora Nacional, 2009.

TEKIN, H. O. et al. A rapid and direct method for half value layer calculations for nuclear safety studies using MCNPX Monte Carlo code. **Nuclear Engineering and Technology**, v. 54, n. 9, p. 3317–3323, 1 set. 2022.

TEKIN, H. O. et al. Mass Attenuation Coefficients of Human Body Organs using MCNPX Monte Carlo Code. **DOAJ (DOAJ: Directory of Open Access Journals)**, 1 dez. 2017.

TELLILI, B.; ELMAHROUG, Y.; SOUGA, C. Calculation of fast neutron removal cross sections for different lunar soils. **Advances in Space Research**, v. 53, n. 2, p. 348–352, jan. 2014.

TELLILI, B.; ELMAHROUG, Y.; SOUGA, C. Investigation on radiation shielding parameters of cerrobend alloys. **Nuclear Engineering and Technology**, v. 49, n. 8, p. 1758–1771, dez. 2017.

THOMPSON, G. R.; TURK, J. **Introduction to Physical Geology**. [s.l.] Cengage Learning, 1998.

TRAPP, J. V.; KRON, T. **An Introduction to Radiation Protection in Medicine**. [s.l.] CRC Press, 2008.

TURNER, J. E. **Atoms, Radiation, and Radiation Protection**. [s.l.] John Wiley & Sons, 2008.

TUSCHAROEN, S. et al. Development of BaO:B₂O₃:Flyash Glass System for Gamma-rays shielding Materials. **Progress in nuclear science and technology**, v. 1, n. 0, p. 110–113, 25 fev. 2011.

TUSNSKI, D. S. et al. Self-consistent Modeling of Gamma-ray Spectra from Solar Flares with the Monte Carlo Simulation Package FLUKA. **Solar Physics**, v. 294, n. 8, 1 ago. 2019.

TYAGI, G. et al. Radiation Shielding Concrete with alternate constituents: An approach to address multiple hazards. **Journal of Hazardous Materials**, v. 404, p. 124201, 15 fev. 2021.

ULBRICH, H. et al. **Geologia básica para engenheiros**. [s.l.: s.n.].

VERMA, H. R. **Atomic and Nuclear Analytical Methods : XRF, Mössbauer, XPS, NAA and ion-beam Spectroscopic Techniques**. [s.l.] Berlin ; New York : Springer, 2007.

VIGNESH, S. et al. Development of Lightweight Polymer Laminates for Radiation Shielding and Electronics Applications. **International journal of polymer science (Print)**, v. 2022, p. 1–13, 8 out. 2022.

VISHNU, C. V.; JOSEPH, A. Gamma-ray Shielding Analysis on Natural Rubber Composites Fortified with Barium Tungstate (BaWO₄). **Radiation physics and chemistry (1993)**, v. 216, p. 111389–111389, 1 mar. 2024.

WALY, E.-S. A.; FUSCO, M. A.; BOURHAM, M. A. Gamma-ray Mass Attenuation Coefficient and Half Value Layer Factor of Some Oxide Glass Shielding Materials. **Annals of Nuclear Energy**, v. 96, p. 26–30, out. 2016.

WARREN, C. J. et al. Proposed New Soil Order — Leptosolic Order for Canadian System of Soil Classification. **Canadian Journal of Soil Science**, v. 102, n. 3, p. 733–744, 1 set. 2022.

WEINSTEIN, L. **Nuclear Physics Explained**. [s.l.] Elsevier Science.

WILDING, L. P.; SMECK, N. E.; HALL, G. F. **Pedogenesis and Soil Taxonomy. II. the Soil Orders**. [s.l.] Elsevier Science, 1983.

YASAKA, P. et al. Gamma radiation shielding and optical properties measurements of zinc bismuth borate glasses. **Annals of Nuclear Energy**, v. 68, p. 4–9, jun. 2014.

YILMAZ, D. et al. Boronizing effect on the radiation shielding properties of Hardox 450 and Hardox HiTuf steels. **Radiation Physics and Chemistry**, v. 161, p. 55–59, 1 ago. 2019.

YILMAZ, E. et al. Gamma ray and neutron shielding properties of some concrete materials. **Annals of Nuclear Energy**, v. 38, n. 10, p. 2204–2212, out. 2011.

YONCA YAHŞI ÇELEN; I. AKKURT; HÜSEYİN FIRAT KAYIRAN. Gamma ray shielding parameters of barium tetra titanate (BaTi_4O_9) ceramic. **Journal of Materials Science: Materials in Electronics**, v. 32, n. 13, p. 18351–18362, 19 jun. 2021.

YOSHIDA, Y. Development of Fitting Methods Using Geometric Progression Formulae of Gamma-ray Buildup Factors. **Journal of Nuclear Science and Technology**, v. 43, n. 12, p. 1446–1457, 1 dez. 2006.

ZAKALY, H. M. H. et al. Alteration of optical, structural, mechanical durability and nuclear radiation attenuation properties of barium borosilicate glasses through BaO reinforcement: Experimental and numerical analyses. **Ceramics International**, v. 47, n. 4, p. 5587–5596, 1 fev. 2021.

ZEYAD, A. M. et al. Effect of aggregate and fibre types on ultra-high-performance concrete designed for radiation shielding. **Journal of Building Engineering**, v. 58, p. 104960, out. 2022.

ZULAIKAH, S.; PUJIASTUTI, R.; AFRILLAH, G. A. Detecting Coastal Atmosphere Weathering Process on Andesite Rock Using Magnetic Susceptibility and $\text{Fe}_3\text{O}_4/\text{Fe}_2\text{O}_3$ Ratio. **Bulletin of the Marine Geology**, v. 35, n. 1, 2 jun. 2020.