

**“DETERMINAÇÃO DE DENSIDADE DE MADEIRA POR  
ATENUAÇÃO DE RADIAÇÃO  $\gamma$  DO  $^{241}\text{Am}$ ”**

**FERNANDO ANTONIO PINTO**

**Orientador: Dr. EPAMINONDAS S. B. FERRAZ**

**Dissertação apresentada à Escola Superior de  
Agricultura “Luiz de Queiroz”, da Universidade  
de São Paulo, para obtenção do título de  
Mestre em Energia Nuclear na Agricultura.**

**PIRACICABA  
Estado de São Paulo - Brasil  
Agosto, 1978**

*HOMENAGEM*

*Aos meus pais, esta singela  
homenagem pelo amor e dedi  
cação aos filhos.*

*DEDICATÓRIA*

*À minha esposa,  
À minha filha,  
Aos meus irmãos,  
Aos meus sogros,*

*Bençãos do Senhor  
em minha vida.*

## AGRADECIMENTOS

- Ao Prof. Dr. *Admar Cervellini*, Chefe do Departamento de Física e Meteorologia da Escola Superior de Agricultura "Luiz de Queiróz" e Diretor do Centro de Energia Nuclear na Agricultura.
- Ao Prof. Dr. *Epaminondas Sansígolo de Barros Ferraz*, Livre-  
-Docente do Departamento de Física e Meteorologia da Escola Superior de Agricultura "Luiz de Queiróz", amigo e orientador, pelo auxílio inestimável.
- Ao Prof. Dr. *Nilson Augusto Villa Nova*, Livre-  
-Docente do Departamento de Física e Meteorologia da Escola Superior de Agricultura "Luiz de Queiróz", pelo apoio e orientação.
- Ao Prof. Dr. *Luiz Ernesto George Barrichelo*, Professor Assistente do Departamento de Silvicultura da Escola Superior de Agricultura "Luiz de Queiróz", pelo auxílio recebido.
- Ao Prof. Dr. *Virgílio Franco do Nascimento Filho*, Auxiliar de Ensino do Departamento de Física e Meteorologia da Escola Superior de Agricultura "Luiz de Queiróz", pela orientação e valiosa colaboração.
- Ao Prof. *José Otávio Brito*, Auxiliar de Ensino do Departamento de Silvicultura da Escola Superior de Agricultura "Luiz de Queiróz", pelo apoio e colaboração recebidos.

- Ao Prof. *João Francisco Escobedo*, do Departamento de Física da Universidade Federal da Paraíba, pela colaboração e amizade durante o nosso convívio.
- À *Janete Lourdes Bombini de Moura*, Bibliotecária Chefe do Centro de Energia Nuclear na Agricultura, pela atenção e amizade durante o nosso trabalho.
- À *Marialice M. Poggiani*, Bibliotecária Chefe, *Silvia A. M. Rodrigues* e *Maria Helena M. A. Rodrigues*, da Biblioteca do Departamento de Silvicultura da Escola Superior de Agricultura "Luiz de Queiróz" pela atenção que me distinguiram.
- À *Neusa Maria Costa Pereira*, pela datilografia dos originais desta Tese e pela amizade demonstrada durante o nosso trabalho.

*"A imaginação é mais importante que o conhecimento".*

*ALBERT EINSTEIN*

## ÍNDICE

	Página
1. RESUMO . . . . .	01
2. INTRODUÇÃO . . . . .	03
3. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA . . . . .	05
3.1. Aspectos teóricos da radiação $\gamma$ . . . . .	05
3.2. Densidade de madeira por atenuação de radiação . . . . .	13
3.2.1. Partículas $\beta$ . . . . .	13
3.2.2. Radiação $\gamma$ . . . . .	14
4. TEORIA . . . . .	20
4.1. Atenuação de um feixe monoenergético e estreito de radiação $\gamma$ . . . . .	20
4.2. Atenuação de radiação $\gamma$ em amostra de madeira . . . . .	23
4.3. Desvios nas medidas . . . . .	30
4.4. Interações de um feixe largo de radiação $\gamma$ com a matéria. . . . .	34
5. MATERIAL E MÉTODO . . . . .	53
5.1. Instrumental . . . . .	53
5.1.1. Geometria . . . . .	53
5.1.2. Equipamento . . . . .	58
5.2. Detecção e contagens . . . . .	59
5.3. Espécies de madeira estudadas . . . . .	62
5.4. Determinação dos coeficientes de atenuação . . . . .	74
5.5. Cálculo dos coeficientes de atenuação de massa teóricos . . . . .	77

5.6. Determinação da densidade . . . . .	79
5.6.1. Metodologia . . . . .	79
5.6.2. Precisão para densidade . . . . .	80
5.6.3. Aplicações do método . . . . .	81
5.6.3.1. Densidade básica de árvore em pé . . . . .	81
5.6.3.2. Detecção de defeitos em madeira . . . . .	83
6. RESULTADOS E DISCUSSÃO . . . . .	85
6.1. Coeficientes de atenuação . . . . .	85
6.1.1. Madeiras . . . . .	85
6.1.2. Valores teóricos . . . . .	87
6.2. Densidade básica . . . . .	96
6.3. Correção de tempo morto . . . . .	107
6.4. Defeitos internos em madeira . . . . .	109
7. CONCLUSÕES . . . . .	113
8. SUMMARY . . . . .	116
9. BIBLIOGRAFIA . . . . .	118
APÊNDICE . . . . .	125

## LISTA DE FIGURAS

FIGURA		PÁGINA
1	Feixe de radiação $\gamma$ monoenergética que incide num absorvedor de área A e espessura X . . . . .	20
2	Coefficiente de atenuação linear para diversos elementos e para várias energias . . . . .	21
3	Representação esquemática da composição qualitativa da madeira (BARRICHELO, 1972) . . . . .	24
4	Esquema representativo de madeira verde e frações percentuais de compostos fundamentais, acidentais e água . . . . .	26
5	Esquema de um feixe de radiação gama monoenergético, através de uma amostra de madeira verde . . . . .	27
6	Representação esquemática do efeito fotoelétrico onde $h\nu_0$ é a energia do fóton incidente . . . . .	35
7	Representação esquemática do efeito Compton, mostrando o elétron ejetado e o fóton espalhado . . . . .	36
8	Representação esquemática do efeito de Produção de Par, no qual se observa o Par Pósitron-Néutron . . . . .	36

## FIGURA

## PÁGINA

9	Importância relativa dos Efeitos Fotoelétricos, Compton e Produção de Par (EVANS, 1955) . . . . .	37
10	Posição relativa da radiação incidente e da radiação espalhada por um elétron livre . . . . .	38
11	Radiação incidente não polarizada incidindo num elétron livre . . . . .	40
12	Gráfico da função $P v_s$ a seção de choque diferencial de Produção de Par com correções para Al e Pb para fótons de energia acima de $10 m_0 c^2$ (DAVISSON e EVANS, 1952) . . . .	43
13	Modelo para estudo de espalhamento de radiação $\gamma$ incidente numa lâmina de absorvedor de espessura $\Delta r$ . . . . .	45
14	Esquema da geometria utilizada na determinação da densidade de madeiras . . . . .	54
15	Decaimento do $^{241}\text{Am}$ com principais fótons. Esquema simplificado adaptado de LEDERER e HOLANDER (1967) . . . . .	58
16	Espectro do $^{241}\text{Am}$ com sistema de boa colimação e janelade 0,1 V. . . . .	60
17	Diagrama das relações entre os eventos N e as taxas de contagens . . . . .	62

FIGURA	PÁGINA
18	Dimensões dos recipientes de madeira usados na determinação do coeficiente de atenuação de massa da água . . . . . 65
19	Determinação do fator de ganho para um feixe largo de radiações . . . . . 68
20	Montagem do sistema de detecção para determinação da densidade básica da madeira em pé . . . . . 82
21	Esquema da montagem do sistema de detecção de defeitos internos de madeira em pé . . . . . 84
22	Fração de energia perdida no Efeito Compton em função do ângulo de espalhamento (GROENEVELT, 1969) . . . . . 90
23	Seção de choque diferencial em função do ângulo de espalhamento para o Efeito Compton (GROENEVELT, 1969) . . . . . 90
24	Contagens obtidas com remoção de lâminas de <i>Pinus Caribaea</i> em sistema colimado de feixe largo . . . . . 110
25	Atenuação de radiação $\gamma$ do $^{241}\text{Am}$ em tronco de <i>Pinus caribaea</i> com casca e normal . . . . . 111
26	Atenuação de radiação $\gamma$ do $^{241}\text{Am}$ em tronco de <i>Pinus caribaea</i> com casca e podridão interna . . . . . 111
27	Atenuação de radiação $\gamma$ do $^{241}\text{Am}$ em tronco de <i>Pinus caribaea</i> com casca e água interna . . . . . 112

## LISTA DE TABELAS

TABELA	PÁGINA
1 Composição quantitativa aproximada de madeira conífera e folhosa (BARRICHELO, 1972) . . . . .	25
2 Composição quantitativa de madeira anidra de <i>Pinus caribaea</i> e <i>Eucalyptus saligna</i> (BARRICHELO, 1972) . . . . .	25
3 Expressões analíticas para o cálculo de fatores de "Build-Up" . . . . .	49
4 Parâmetros de fatores de "Build-Up" de energia e desvios dos dados em relação à fórmula de Goldstein-Wilkins . . .	51
5 Comparação de fórmulas analíticas para o cálculo de fatores de "Build-Up" de energia para várias substâncias . .	52
6 Principais radiações $\gamma$ do $^{241}\text{Am}$ e respectivas percentagens por desintegração (AIEA, 1971) . . . . .	55
7 Dados de decaimento do $^{241}\text{Am}$ de 3 grupos de pesquisadores comparados com resultados da AIEA (CAMPBELL e McNELLES, 1974) . . . . .	57
8 Principais fótons do $^{241}\text{Am}$ com as respectivas energias e percentagens de desintegração . . . . .	57

## TABELA

## PÁGINA

9	Características gerais das amostras de <i>Pinus</i> e <i>Eucalyptus</i> , analisadas . . . . .	63
10	Teores de umidade de <i>Pinus caribaea</i> e <i>Eucalyptus camaldulensis</i> . . . . .	63
11	Umidades médias de placas de <i>Pinus caribaea</i> e <i>Eucalyptus camaldulensis</i> . . . . .	64
12	Dados de geometria e controle do sistema de detecção . . . . .	64
13	Composição química quantitativa média de espécies de madeiras usadas em testes de laboratório . . . . .	78
14	Coefficientes de atenuação de massa totais para diversos elementos (DAVISSON, 1955) . . . . .	78
15	Coefficientes de atenuação de massa para as amostras de madeira utilizadas na determinação da densidade básica das mesmas, com sistema de feixe largo . . . . .	85
16	Coefficientes de atenuação de massa, densidades básicas e umidade para lâminas de <i>Pinus caribaea</i> e <i>Eucalyptus camaldulensis</i> . . . . .	86
17	Coefficientes de atenuação de massa, densidades básicas e umidade de torncos de <i>Pinus caribaea</i> e <i>Eucalyptus grandis</i> . . . . .	87

TABELA

PÁGINA

18	Coeficientes de atenuação de massa teórico e experimental para as amostras de madeira analisadas . . . . .	88
19	Componentes dos coeficientes de atenuação de massa teóricos das amostras de madeira analisadas . . . . .	89
20	Coeficientes de atenuação de massa para tronco de <i>Pinus caribaea</i> com casca . . . . .	91
21	Coeficientes de atenuação de massa do sistema <i>Pinus caribaea</i> com feixe largo e colimado, sem casca . . . . .	92
22	Coeficientes de atenuação de massa do sistema <i>Eucalyptus grandis</i> com casca, e sistema colimado de feixe largo . . .	94
23	Coeficientes de atenuação de massa de <i>Eucalyptus grandis</i> sem casca e sistema colimado de feixe largo . . . . .	95
24	Coeficientes de atenuação de massa teóricos para os principais componentes da madeira, com energia de 60 keV . . . .	96
25	Densidades básicas de amostras de <i>Pinus</i> e <i>Eucalyptus</i> analisadas com sistema colimado de feixe largo . . . . .	97
26	Composição química aproximada de cascas de <i>Eucalyptus brasiliensis</i> (adaptada de BARRICHELO, 1976) . . . . .	98
27	Densidades do sistema <i>Pinus caribaea</i> com casca . . . . .	99

TABELA

PÁGINA

28	Densidades básicas de um tronco de <i>Pinus caribaea</i> com casca . . . . .	100
29	Densidades do sistema <i>Pinus caribaea</i> sem casca, na forma de tronco . . . . .	101
30	Densidades básicas de uma amostra de <i>Pinus caribaea</i> sem casca . . . . .	102
31	Densidade calculada e experimental do sistema <i>Eucalyptus grandis</i> com casca e sistema colimado de feixe largo . . .	103
32	Densidades básicas calculada e experimental de <i>Eucalyptus grandis</i> com casca em sistema colimado de feixe largo . . .	104
33	Densidades do sistema <i>Eucalyptus grandis</i> sem casca com sistema de detecção colimado de feixe largo . . . . .	105
34	Densidades básicas de um tronco de <i>Eucalyptus grandis</i> sem casca com sistema de detecção colimado de feixe largo . . .	106
35	Contagens médias utilizadas na determinação de tempo morto do sistema de detecção . . . . .	108
36	Contagens obtidas na remoção de 1 e 2 lâminas de <i>Pinus caribaea</i> com sistema colimado de feixe largo . . . . .	109

## 1. RESUMO

A determinação de densidade de madeira por atenuação de um feixe colimado e largo de radiação  $\gamma$  do  $^{241}\text{Am}$  se constitui num método de execução rápida e de boa precisão. A amostra de madeira é submetida a um feixe colimado e largo de radiação  $\gamma$  que é atenuado na mesma de acordo com a Lei de Beer-Lambert, modificada para o caso de um feixe largo de radiação  $\gamma$ :  $I = GI_0 e^{-\bar{\mu}\rho X}$ . A densidade de madeira é determinada medindo-se a intensidade  $I_0$  do feixe incidente de radiação  $\gamma$ , do feixe atenuado  $I$ , o fator de ganho  $G$ , o coeficiente de atenuação de massa  $\bar{\mu}$  e a espessura  $X$  da amostra e aplicando-se a relação abaixo:

$$\rho_{\text{SIST}} = \frac{\ln G(I_0/I)}{\bar{\mu}X}$$

A densidade básica da madeira é determinada da relação em

tre a densidade do sistema e a umidade da madeira:

$$\rho_{b_{MAD}} = \frac{\rho_{SIST}}{1+U}$$

onde a umidade U da madeira é determinada pelo método do máximo teor de umidade.

A densidade básica de madeira em pé é determinada realizando-se medidas ao longo de diâmetros da seção transversal da árvore ao nível do D.A.P. e calculando-se a umidade com auxílio da sonda de Pressler.

A detecção de defeitos internos de madeira é realizada por meio de uma varredura da seção transversal da mesma ao longo do perfil considerado. A quantidade de água acumulada nas cavidades internas da madeira pode afetar a detecção dos defeitos internos.

## 2. INTRODUÇÃO

A densidade da madeira é uma importante propriedade física que caracteriza a qualidade da mesma. Em geral as metodologias utilizadas na determinação da densidade de madeira em pé são destrutivas porque exigem a derrubada da mesma e utilizam uma amostra na forma de disco retirada do tronco da árvore ao nível do D.A.P. para análise em laboratório ou ainda retiram uma amostra da árvore, originando uma região propícia ao desenvolvimento de doenças no vegetal.

Assim, o desenvolvimento de uma metodologia não destrutiva para determinação de densidade de madeira em pé se constitui num importante passo para o controle do rendimento de produção de celulose e de carvão vegetal, uma vez que tal metodologia permitiria o controle das variáveis intervinientes no fenômeno, tanto no laboratório como no campo. Este fato, embora singular, é de importância fundamental para a silvicultu

ra, em especial para o manejo florestal, pois possibilitará avaliar-se o potencial de florestas implantadas com maior segurança e confiabilidade, enriquecendo as informações acerca do potencial energético da biomassa.

A medida de densidade pela técnica de atenuação de um feixe estreito e colimado de radiação  $\gamma$  foi introduzida, inicialmente, nos estudos realizados na área de física da água do solo. A metodologia utilizada foi sendo aperfeiçoada durante vários anos e novas aplicações surgiram para determinações de densidade e de umidade de diversos tipos de materiais. No entanto, embora essa metodologia tenha alcançado um grau significativo de confiabilidade, o emprego da técnica de atenuação de radiação  $\gamma$  monoenergética em madeira é mais recente e o emprego da técnica, utilizando um feixe largo e colimado de radiação  $\gamma$  para medidas de densidade, "in situ" parece ser original.

O objetivo deste trabalho é o de se estudar as bases físicas dos processos de interação da radiação gama com a madeira e aplicar esses conhecimentos no desenvolvimento de uma técnica capaz de auxiliar na solução vários problemas de interesse para o país.

### 3. REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

#### 3.1. Aspectos teóricos da radiação $\gamma$ .

*RASSETTI (1948)* apresenta um estudo dos fenômenos de interação da radiação com a matéria e analisa a absorção e o espalhamento da radiação  $\gamma$  por um absorvedor, para o caso de um feixe colimado e estreito. Um estudo da produção de radiações secundárias no absorvedor também é apresentado e equações simples dos feixes de radiações emergentes são apresentadas.

*HIRSCHFELDER et alii (1948)* desenvolvem um método para estimar a intensidade de radiação  $\gamma$  que passa através de absorvedores espessos onde é considerado apenas o espalhamento de Klein-Nishima. O tratamento é exato tanto para radiação  $\gamma$  não espalhada como para radiação  $\gamma$  espalhada uma vez. A precisão dos resultados para radiação  $\gamma$  com espalhamento

to se realiza na direção do feixe com pequenos ângulos de desvio.

*VICTOREEN (1948)* verifica que a absorção de fótons, como está definido pelo coeficiente de absorção de massa fotoelétrico e pelo coeficiente de espalhamento de massa de qualquer elemento, pode ser dado por uma expressão simples. Valores tabulados dos coeficientes de absorção de massa calculados são dados para comprimentos de onda de  $0,01\text{\AA}$  a  $40\text{\AA}$  para H e C e de  $0,01\text{\AA}$  a  $\lambda_K$  e de  $\lambda_K$  a  $\lambda_L$  para Al, Cu, Zn e Pb.

*VICTOREEN (1949)* apresenta um método empírico de cálculo de coeficiente de absorção de massa. Tabelas completas de constantes são apresentadas para o cálculo do coeficiente de absorção de massa para todos os elementos para comprimentos de onda menores que o comprimento de onda de absorção crítica K. Tabelas parciais dão constantes para comprimentos de ondas menores que os comprimentos de onda críticos  $L_1$  e  $M_1$ .

*FOLDY (1951)* descreve os processos fundamentais de interação da radiação  $\gamma$  com a matéria: absorção fotoelétrica, espalhamento Compton, produção de par, observando as modificações do espectro de energia e a distribuição angular de radiação  $\gamma$ . A difusão de radiação  $\gamma$  através da matéria é discutida em relação ao problema de penetração da radiação.

*DAVISSON e EVANS (1952)* realizam um estudo da absorção da radiação  $\gamma$  na faixa de energia de 0,1 MeV. Os resultados das teorias do efeito Compton, efeito fotoelétrico e produção de par são dados em forma de equações, tabelas e curvas. Os autores concluem que na faixa de energia considerada, os valores teóricos calculados para os coeficiente de absorção estão em boa concordância com os valores experimentais.

*WYARD (1953)* apresenta um método para determinações de coeficientes de absorção de radiação  $\gamma$  no intervalo de 0,3 MeV a 1,5 MeV de energia e para elementos de números atômicos de 6 a 92. Os resultados apresentados estão de acordo com a fórmula de Klein-Nishima em toda a faixa de energia considerada. O autor usa radioisótopos como fontes de radiação monocromática e os resultados experimentais são comparados com os valores teóricos.

*PEEBLES (1953)* desenvolve uma fórmula de recursão integral que dá a relação entre a probabilidade de um fóton ser transmitido através de uma lâmina de espessura infinita, com exatamente  $k + 1$  colisões e a probabilidade do fóton ser transmitido com exatamente  $k$  colisões, desde que a última probabilidade seja conhecida para alcances de espessura de lâmina, energia incidente e ângulo de incidência. Fatores de "Build Up" para fótons com um, dois ou três espalhamentos em lâminas de chumbo são estimados.

*FANO (1953)* descreveu os processos básicos de atenuação de radiação eletromagnética pela matéria em diversos tipos de materiais. Considera a atenuação de radiação  $\gamma$  para o caso de um feixe estreito e colimado que segue exatamente a Lei de Beer-Lambert e apresenta as modificações necessárias para a atenuação de um feixe largo e colimado de radiação  $\gamma$ . Apresenta estudos experimentais de fatores de "Build-Up" para diversos materiais e energias, considerando fontes pontuais isotrópicas.

*BERMAN e HARRIS (1954)* estudam a uniformidade da espessura equivalente  $\bar{X} = X\rho$  de materiais de coeficiente de absorção de massa constante pela determinação de medidas da variação de transmissão de radiação  $\gamma$ . A radiação é detetada por um cintilador e por um potenciômetro e para uma dada radiação  $\gamma$  a sensibilidade máxima é obtida quando a fonte radioativa emite radiação  $\gamma$  cujo caminho livre médio no material absorvedor é igual à espessura do mesmo. Esta condição para o  $^{60}\text{Co}$  dá para o Al, Fe e U espessuras de 3", 1" e 1/2", respectivamente. O método também pode ser aplicado à varredura de superfícies curvas e extensas onde a fonte e o detector não podem permanecer fixos um em relação ao outro.

*JAFFEY (1954)* desenvolve algumas fórmulas para o cálculo de ângulos sólidos subentendidos por uma abertura circular em um ponto emissor isotrópico ou fonte finita. As fórmulas apresentadas são expandidas através de séries infinitas para fontes pontuais fora do eixo fonte-detetor e para fontes finitas, coaxiais com a abertura considerada. Relações geométricas aproximadas são apresentadas e fatores de geometria  $G$  são tabelados para fontes pontuais.

*GARRET (1954)* apresenta métodos de cálculo de ângulos sólidos subentendidos por uma abertura circular em um ponto fora do eixo considerado e correlaciona-os, comparando as taxas de convergência das séries utilizadas. Taxas de variação para uma superfície plana ou um volume cilíndrico são derivadas de uma analogia que possibilita o uso de tabelas de indutância mútua eletromagnética. Taxas de variação de deslocamento ou rotação da fonte e técnicas de cálculo de séries harmônicas zonais são discutidas.

*DAVISSON (1955)* apresenta coeficientes de absorção de massa para diversos elementos e misturas na faixa de 0,01 MeV a 100 MeV. Os coeficientes de absorção dados nas tabelas para maior parte dos elementos são calculados das teorias de interação da radiação  $\gamma$  com a matéria. Devido à aproximações na teoria a precisão dos valores tabulados não é a mesma para todos os dados e interpolações e extrapolações realizadas entre várias faixas de energia e números atômicos está em torno de 1%. Entretanto, para baixa energia e pequeno número atômico a precisão não é melhor que 10%.

*MASKETT (1957)* apresenta um método para determinar o ângulo sólido subtendido num ponto, por qualquer objeto que é determinado por um contorno fechado que o define, a partir do ponto considerado. O autor transforma a integral dupla  $\Omega = \iint \text{SEN } \theta \, d\phi$  numa integral simples sobre  $\theta$  ou com limites determinados pelo contorno e escolha dos eixos. Vários casos de transformação da integral dupla são considerados e aplicações das integrais para discos circulares, cilindro circular reto e discos elípticos são analisados. Tabelas de ângulos são apresentadas.

*MATHER (1957)* desenvolve expressões que dão a quantidade de radiação unidirecional de uma fonte de radiação distante que passa através de um orifício cilíndrico numa lâmina de material absorvedor. Calcula, ainda, a quantidade de radiação que penetra pelos limites do orifício como função da energia da radiação e do eixo do orifício. As funções apresentadas são integradas sob ângulos apropriados para fontes lineares distantes e fontes extensas. Os efeitos de espalhamento das paredes do colimador são discutidos e um método de cálculo aproximado é apresentado.

*HOPKINS (1959)* apresenta uma metodologia para a determinação de coeficientes de atenuação de massa de Al e Cu na faixa de energia de 6 KeV e para Cr, Co, Ni e Zn na faixa de energia de 6 KeV até 14 KeV. O desvio mais provável é menor que 3% e a concordância com a teoria é boa. Curvas e tabelas dos coeficientes de atenuação de massa para cada um dos elementos citados são apresentados, considerando-se aquelas faixas de energias.

*BERGER (1961)* realiza um estudo do coeficiente de absorção de energia que na literatura é definido com vários nomes, ocasionando confusão entre os pesquisadores. A autora define e sugere o termo coeficiente de transferência de energia e discute o significado do termo no cálculo de dose absorvida e apresenta tabulações de coeficientes de transferência de energia para vários materiais e para fótons de 3 KeV a 10 KeV de energia.

*HUBBELL (1963)* apresenta seis equações analíticas para fontes pontuais com fatores de "Build-Up", as quais apresentam soluções para uma variedade de problemas de fontes discretas com simetria rotacional em torno do eixo fonte-detetor. As fórmulas podem ser extendidas para incluir outros problemas de distribuições tais como taxas de dose de uma fonte retangular ou de uma fonte circular fora do eixo, utilizando dados de fontes pontuais. Gráficos de doses e fatores de "Build-Up" para vários caminhos livres médios e para as diversas fórmulas apresentadas são comparados.

*EVANS (1965)* apresenta um estudo bem detalhado das interações de radiação  $\gamma$  com a matéria onde coeficientes de absorção e de atenuação para a radiação  $\gamma$  colimada de feixe estreito são apresentados, quer para elementos, quer para misturas. Um estudo de "Build-Up" para radiação  $\gamma$  colimada de feixe largo é apresentado, com análise de aspectos experimentais e teóricos, onde o autor mostra o comportamento do "Build-Up" com energia e livre caminho médio para vários materiais. A determinação teórica de "Build-Up" é realizada com a fórmula  $B = 1 + a(ux)^k$  onde  $a$  e  $k$  são constantes e  $ux$  é o livre caminho médio.

*CHILTON (1965)* desenvolve uma fórmula de dois parâmetros para a determinação de fatores de "Build-Up" para fontes puntiformes. O cálculo teórico desses fatores é realizado com a fórmula  $B = 1 + aere^{br}$ , onde  $a$  e  $b$  são dois parâmetros empíricos e  $r$  é a distância fonte-detector, no meio, em caminhos livres médios. Tabelas de fatores de "Build-Up" de energia de absorção, de energia e de dose para diversos materiais e várias faixas de energia são apresentados. O autor também compara a fórmula acima com outras apresentadas para vários autores.

*RABINOWITZ e CHASE (1966)* apresentam um estudo das propriedades da radiação  $\gamma$  e consideram as equações de atenuação de radiação  $\gamma$  para feixe estreito colimado e para feixe colimado largo. Sugerem uma equação para a determinação de "Build-Up" de uma forma mais simples com o uso da fórmula  $B = 1 + ux$ , onde  $ux$  é a espessura do absorvedor em caminho livre médio.

*CORNER et alii (1970)* descrevem uma metodologia para a de terminação de coeficientes de atenuação de radiação  $\gamma$  para nove energias na faixa de 88 KeV até 2,75 MeV para 24 elementos: Be, C, Mg, Al, S, Ti, Fe, Ni, Cu, Zn, Zr, Nb, Mo, Ag, Sn, La, Gd, Hf, W, Au, Pb; Th, U e Pu. Ra dioisótopos foram utilizados como fontes de radiação  $\gamma$  monoenergética em geometria de feixe estreito e colimado. Os desvios experimentais foram analisados e correspondem a menos de 1% nas medidas. Os coeficientes de atenuação de massa para aqueles elementos são tabelados para a faixa de energia considerada.

*CAMPBELL e McNELLES (1974)* apresentam o  $^{241}\text{Am}$  como um novo padrão de baixa energia, utilizando detetores colimados de Si(Li) e Ge(Li) em medidas de intensidades de feixes de fótons na faixa de energia de 13 KeV a 16 KeV. Os resultados obtidos são comparados com trabalhos simila res produzidos por *IAEA (1969)*, *GERHKE e LONKEN (1972)* e *HANSEN et alii (1973)*. Os autores apresentam dados de decaimento do  $^{241}\text{Am}$  para as linhas  $L_1$ ,  $L_\alpha$ ,  $L_{n\beta}$ ,  $L_\gamma$  e  $\gamma$ . Um estudo sobre a eficiência dos detetores Si(Li) e Ge(Li) também é apresentado.

*HUBBELL (1977)* realiza um estudo de definições e interrela ções entre o coeficiente de atenuação de massa e o coeficiente de absor ção de energia para cinco elementos, H, C, N, O, Ar e sete misturas na faixa de energia de 0,1 KeV a 20 MeV, incluindo as energias do  $^{137}\text{Cs}$  e do  $^{60}\text{Co}$ . Seções de choque são apresentadas para os elementos citados acima, nas principais interações fóton-átomo: espalhamento coerente e incoerente, efeito fotoelétrico, par pósitron-elétron e produção de triplets; seções de choque para energia de absorção também são apresentadas. Destes dados

são apresentados coeficientes de absorção de massa para os elementos acima e para misturas: ar, água, polistireno, metil metacrilato, polietileno, baquelite e âmbar.

### 3.2. Densidade de madeira por atenuação de radiação

#### 3.2.1. Partículas $\beta$

*LOOS (1957)* demonstra que métodos de retro-espalhamento usando partículas  $\beta$  não são satisfatórios na determinação de densidade de madeira. A energia das partículas  $\beta$  dependem do radioisótopo empregado e qualquer fonte é útil apenas para uma faixa limitada de espessura. O decaimento de uma fonte também é considerada e para uso prático, uma fonte de longa vida deve ser usada, como  $^{90}\text{Sr}$  para amostras de 12 mm e  $^{14}\text{C}$ , de menor energia, para amostras muito finas. O método é indicado no estudo de variações de densidade em anéis de crescimento e de densidade global média.

*BERSENEV e FOKIN (1958)* estabeleceram uma relação entre a atenuação de partículas  $\beta$  e a densidade de amostras de madeira. Os autores observaram uma variação da inclinação da curva de atenuação das partículas  $\beta$  com a umidade da amostra de madeira. O ponto de inflexão considerado estava em torno de 30% de umidade e os autores interpretaram o fato admitindo que tal ponto era o de saturação da fibra da madeira.

*CAMERON e PHILLIPS (1959)* utilizando uma fonte  $\beta$  de  $^{90}\text{Sr}$ , muito colimada e um detetor de cintilação, realizaram medidas precisas de densidade de madeiras na Inglaterra. No trabalho os autores condicionaram as amostras de madeira a um teor constante de umidade e fixaram duas variáveis: a espessura da amostra e a umidade da mesma, deixando apenas a densidade da madeira como variável, que queriam determinar. Os resultados obtidos permitiram medir variações de densidade de madeira em anéis anuais de seções de árvores.

*KRYWETH e KLEUTERS (1962)* desenvolveram um estudo matemático mais detalhado no qual os autores movem a amostra de madeira através de um feixe colimado de partículas  $\beta$  a uma velocidade constante. Os autores montaram um sistema de detecção no qual o cintilador sólido foi acoplado a um potenciômetro, de forma a obter uma medida completamente automática de espessura e densidade de anéis anuais de madeira.

### 3.2.2. Radiação $\gamma$

*LAKATOSH (1956)* estudando a aplicação de isótopos radioativos no controle de qualidade da madeira observou que há uma relação entre a densidade de madeira e a atenuação de radiação  $\gamma$ . No entanto, as fontes de radiação que ele usou eram muito energéticas e medidas precisas da densidade não puderam ser realizadas.

*SAKAMOTO e IIZUKA (1956)* desenvolveram um método para determinar podridão em árvore em pé. Em ensaios de campo em 34 árvores eles detetaram podridão em 93% das árvores defeituosas e determinaram em 100%

as árvores sadias.

*MACHUGH e BOOTH (1958)* estudaram a atenuação de radiação  $\gamma$  em madeira e trabalharam com oito variações teóricas da técnica de transmissão de radiação. Os autores selecionaram uma técnica que denominaram "método de intensidade constante" no qual a contagem da radiação  $\gamma$  para madeira é comparada com a contagem da área que está sendo examinada. Em ensaios de campo os autores usaram uma fonte de  $^{137}\text{Cs}$  de 20 mCi e um detector G.M. portátil para examinar árvores e estacas. Com esse equipamento os autores conseguiram detetar 75% de árvores defeituosas, mas observaram que um resultado melhor podia ser obtido usando um cintilador sólido e uma fonte de  $^{137}\text{Cs}$  de 100 mCi.

*PARRISH (1961)* utiliza várias fontes radiativas como  $^{113}\text{Sm}$ ,  $^{129}\text{I}$ ,  $^{169}\text{Yb}$ ,  $^{144}\text{Ce}$ ,  $^{144}\text{Sm}$  e  $^{137}\text{Cs}$  e quatro espécies de madeira para a determinação de defeitos internos. O autor analisa, inicialmente, a uniformidade das amostras para utilizar uma fonte radiativa na determinação da densidade e assinala que aproximadamente 23 keV deve ser usado para madeiras pouco densas e 135 KeV para espécies mais densas. Defeitos internos em amostras de madeira podem ser detetados quando o feixe de radiação é passado através de uma direção paralela ao diâmetro da amostra, entre a fonte e o detetor. Um gráfico de contagens vs espessura permite determinar a presença de defeitos internos e a influência da água em cavidades internas também é estudada.

*LOOS (1965)* estuda a determinação de densidade e umidade de amostras de madeira de 6 cm de espessura e a vários teores de umidade,

com atenuação de radiação  $\gamma$  do  $^{137}\text{Cs}$ . O autor procura estudar a densidade de anéis anuais de madeira e a umidade dessas amostras, observando que as melhores determinações foram realizadas acima do ponto de saturação das fibras. Durante a pesquisa o autor utiliza amostras de álamo amarelo de 6 cm de espessura e densidade conhecida com vários teores de umidade e então determina a atenuação da radiação  $\gamma$ . Uma equação de regressão linear para o coeficiente de atenuação linear é desenvolvida:

$$\mu = \frac{\ln(I_0/I)}{x} = b_0 + b_1x_1 + b_2x_2 + b_3x_2^2 + b_4x_2^3$$
, onde  $b_0$ ,  $b_1$ ,  $b_2$ ,  $b_3$  e  $b_4$  são coeficientes de regressão,  $x_1$  a densidade e  $x_2$  a umidade da amostra.

*WOODS et alii (1965)* estudaram a atenuação de radiação  $\gamma$  em amostras de *Pinus taeda L.* saturadas em água. Uma fonte radiativa de  $^{131}\text{I}$  de 40  $\mu\text{Ci}$  foi utilizada como fonte de um feixe estreito de radiação  $\gamma$ . As medidas de atenuação de radiação  $\gamma$  foram realizadas utilizando-se amostras de diferentes espessuras, para diversos teores de umidade, desde amostras saturadas até amostras secas. Valores de meia-espessura e coeficientes de atenuação de massa foram calculados para cada teor de umidade.

*PHILLIPS (1965)* realiza um estudo de métodos e equipamentos para a determinação de densidade de madeira, com referência essencial para os métodos de trabalho com pequenas amostras. Uma classificação tabular das metodologias úteis para diferentes tipos de amostras é apresentada e o autor analisa a absorção de radiação pela matéria considerando partículas  $\beta$ , raios X e radiação  $\gamma$ . Para esta radiação o autor cita fontes de  $^{210}\text{Pb}$ ,  $^{137}\text{Cs}$  e a determinação de densidade e umidade de madeira com o uso de uma fonte de Ra-Be em montagem para uso de retro-espalhamento da radiação. O autor mostra que a densidade básica é ainda a medida mais sa

satisfatória da massa de madeira por unidade de volume.

*REICHARDT e FERREIRA (1966)* desenvolveram uma técnica para determinação de densidade aparente de madeira por atenuação de um feixe de radiação  $\gamma$  de  $^{134}\text{Cs}$  de atividade 30 mCi e energia de 0,58 MeV, para amostras de madeira de 6 cm de espessura e cujo teor de umidade é menor que 75%. A densidade das amostras de madeira é determinada medindo-se a espessura  $X$  das mesmas e os feixes incidentes  $I_0$  e emergente  $I$  e também o coeficiente de atenuação de massa  $\bar{\mu}$ , utilizando-se madeira serrada em pó e seca em estufa a  $(105 \pm 3)^\circ\text{C}$ . Para cada amostra de madeira, com diferentes teores de umidade, foram determinadas curvas de atenuação, variando-se a espessura  $X$  da madeira no intervalo  $(0-15)\text{g}/\text{cm}^2$ . Para o  $^{134}\text{Cs}$ , a densidade aparente é dada pela relação:

$$\rho_{AP} = \frac{\ln(I_0/I)}{0,0827 X}$$

*POLGE (1966)* apresenta as bases teóricas do método de atenuação de radiação  $X$  para determinação da densidade aparente de uma amostra de madeira, considerando a atenuação linear e de massa. Um estudo da atenuação atômica e molecular e dos coeficientes de atenuação de massa para madeira e misturas também é apresentado. A influência da qualidade da radiação na absorção é estudada para os efeitos fotoelétricos e Compton e o coeficiente de absorção de massa é caracterizado pelo número atômico  $Z$  do absorvedor e pelo comprimento da onda  $\lambda$  da radiação, de acordo com a equação  $\frac{\mu}{\rho} \approx 0,17 + CZ^3\lambda^3$ . O autor descreve, ainda a metodologia de trabalho para determinação de densidade de madeira com Raio-X, considerando os aspectos de formação de imagens radiográficas.

*TAYLOR e KANSARA (1967)* os autores apresentam aspectos da teoria de densímetros nucleares, considerando os fenômenos de retro-espalhamento e de transmissão de radiação  $\gamma$  na medida de densidade de solos. Os estudos experimentais são realizados com uma fonte de  $^{137}\text{Cs}$  de energia 0,661 MeV e os resultados obtidos são comparados com os teóricos normalizados para uma densidade de  $2,0 \text{ g/cm}^3$ . A influência da umidade do solo na determinação de densidade é estudada na faixa de 10 a 50% e curvas de calibração são sugeridas.

*GROENEVELT et alii (1969)* os autores discutem os problemas do uso do  $^{241}\text{Am}$  na medida de umidade de um meio poroso. Uma das vantagens assinaladas para a geometria utilizada é que a melhor espessura de trabalho da amostra de solo é de 4 a 5 cm. Outra vantagem de se utilizar a radiação  $\gamma$  de baixa energia é a pequena massa de blindagem necessária para colimação e proteção de saúde. Devido à fatores de geometria, o coeficiente de atenuação experimental é menor que o teórico, e uma colimação melhor resulta em valores experimentais maiores para os coeficientes de atenuação de massa. Atenção especial é dedicada às perdas de contagens e à geometria do sistema.

*FERRAZ (1976)* utilizou uma fonte de  $^{241}\text{Am}$  de 60 KeV e atividade 100 mCi, montada em colimadores de chumbo, de seção reta  $5/32''$ . A detecção é realizada por um cintilador sólido de  $\text{NaI(Tl)}$  de  $2'' \times 2''$  e as amostras utilizadas são discos de madeira de 8 cm de espessura. Os fatores que determinam os melhores resultados na avaliação da densidade são discutidas: atividade da fonte, área de seção reta do detetor, distância de colimação e abertura de janela do detetor: a atividade da fonte influi

no custo e no manuseio da mesma; a seção reta do detetor e a distância de colimação influem na precisão do método porque diminuem o poder de resolução; a largura da janela do detetor determina o poder de discriminação de energia do sistema detetor.

Para determinar o coeficiente de atenuação de massa e utilizado um cilindro de diâmetro 2,5 cm e comprimento 10,0 cm onde é colocada a madeira serrada em pó, seca em estufa a  $(105 \pm 3)^{\circ}\text{C}$  e compactada. Em cada avaliação são usados 6 pontos diferentes e 30 determinações. A densidade da madeira é determinada por meio de amostras sob forma de discos e as contagens são realizadas ao longo de um raio, por tempo de 1 minuto.

#### 4. TEORIA

##### 4.1. Atenuação de um feixe de radiação $\gamma$ monoenergético

Considere-se um feixe de radiação  $\gamma$  que incide num absorvedor de área  $A$  ( $\text{cm}^2$ ) e espessura  $X$  (cm), conforme figura 1:

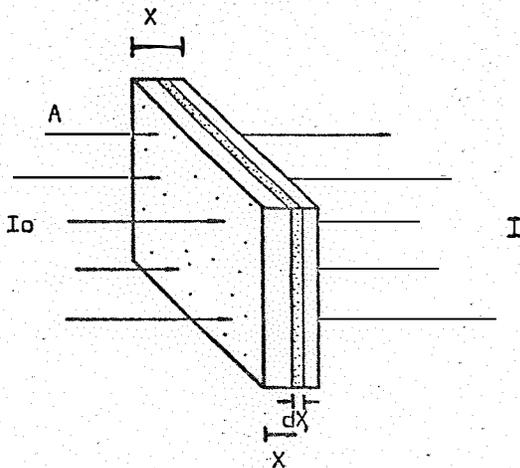


FIG. 1: Feixe de radiação  $\gamma$  monoenergético que incide num absorvedor de área  $A$  e espessura  $X$ .

A intensidade do feixe, que é o número médio de fótons que atravessa 1 cm<sup>2</sup>/seg. do absorvedor, decresce com a espessura do absorvedor. Considerando-se uma lâmina de espessura dX no ponto X, se N é o número de átomos por unidade de volume, o número total de átomos na lâmina será NAdX.

A probabilidade de um fóton ser removido do feixe por um átomo é igual à probabilidade de espalhamento quântico de um disco imaginário de área  $\alpha\delta$  (cm<sup>2</sup>), onde  $\alpha\delta$  é a seção total de choque por átomo e esta probabilidade é igual a  $\alpha\delta/A$ . A probabilidade total de um fóton ser removido do feixe por qualquer dos átomos da lâmina de  $\frac{\delta}{A} NAdX = \alpha\delta NdX$ . Se a intensidade média do feixe incidente em cm<sup>2</sup>/s é  $I_{(X)}$ , o número médio de fótons removidos por cm<sup>2</sup>/s do feixe incidente pela lâmina é  $I_{(X)}\alpha\delta NdX$ . O número de fótons por cm<sup>2</sup>/s que emerge da lâmina será dado por:

$$I_{(X + dX)} = I_{(X)}\alpha\delta NdX \dots\dots\dots (1)$$

ou ainda:

$$dI_{(X)} = I_{(X + dX)} - I_{(X)} = -I_{(X)}\alpha\delta NdX \dots\dots\dots (2)$$

o valor de I(X) pode ser obtido integrando-se a expressão (2) em relação a X:

$$\frac{dI_{(X)}}{I_{(X)}} = -\alpha\delta NdX \dots\dots\dots (3)$$

$$\int_0^X \frac{dI_{(X)}}{I_{(X)}} = -\alpha\delta N \int_0^X dX \dots\dots\dots (4)$$

$$\ln I_{(X)} \Big|_0^X = -\alpha\delta NX \dots\dots\dots (5)$$

$$\ln \frac{I(X)}{I(0)} = -\frac{\delta N X}{a} \dots \dots \dots (6)$$

$$I(X) = I(0) e^{-\frac{\delta N X}{a}} \dots \dots \dots (7)$$

ou ainda:

$$I(X) = I(0) e^{-\mu X} \dots \dots \dots (8)$$

onde  $\mu = \delta N$  é o coeficiente de atenuação linear ( $\text{cm}^{-1}$ ) do material considerado. Este coeficiente é igual ao inverso da espessura do absorvedor, necessária para atenuar o feixe por um fator "e". Esta espessura é denominada comprimento de atenuação  $\lambda$  e é dado por:

$$\lambda = \frac{1}{\mu} \dots \dots \dots (9)$$

O coeficiente de atenuação  $\mu$  tem a mesma dependência da energia que a seção total de choque  $\delta$ , conforme pode-se observar na figura 2, na qual a variação do coeficiente de atenuação linear  $\mu$  em função da energia da radiação  $\gamma$  incidente, para diversos absorvedores, é mostrada:

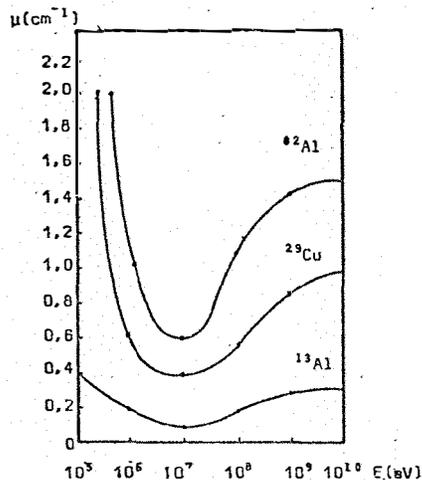


FIG. 2: Coeficientes de atenuação linear para diversos elementos e para várias energias.

Convém observar que a equação (8), denominada Lei de Beer-Lambert, pode ser escrita em função da densidade  $\rho$  do absorvedor:

$$I(X) = I(0) e^{-\frac{\mu}{\rho} \rho X} \dots \dots \dots (10)$$

$$I(X) = I(0) e^{-\bar{\mu} \bar{x}} \dots \dots \dots (11)$$

onde  $\bar{\mu}$  é o coeficiente de atenuação de massa ( $\text{cm}^2/\text{g}$ ) do absorvedor para a energia considerada e  $\bar{x}$  é a densidade superficial ( $\text{g}/\text{cm}^2$ ).

Quando consideramos a equação (8) ou a equação (11), supõe-se um feixe de radiação  $\gamma$  monoenergético colimado e estreito. Se o feixe de radiação é monoenergético, colimado e largo, haverá contribuições de vidas ao espalhamento dos fótons incidentes e a expressão (11) será modificada para:

$$I(X) = BI(0) e^{-\bar{\mu} \bar{x}} \dots \dots \dots (12)$$

onde  $B(E_0, \mu X)$  é denominado fator de "Build-Up" e está associado com a energia da radiação  $\gamma$  incidente e com o livre caminho médio entre a fonte e o detetor.

#### 4.2. Atenuação de radiação $\gamma$ em amostra de madeira

A medida da densidade ou umidade de madeira se fundamenta na detecção do feixe de radiação  $\gamma$  monoenergética atenuada pela amostra. Assim, torna-se necessário analisar a contribuição que cada constituinte da madeira apresenta na atenuação do feixe de radiação considerado.

A madeira não constitui um sistema homogêneo pois é formada de uma série de compostos químicos, orgânicos e inorgânicos. A composição desses compostos varia de uma espécie vegetal para outra, varia ainda numa mesma espécie vegetal e também numa mesma árvore de uma região para outra.

No entanto, pode-se dizer que a madeira é constituída de componentes fundamentais e acidentais (BARRICHELO, 1972). Os componentes fundamentais são aqueles que identificam a madeira e são formados de *Polissacarídeos* e *Lignina*. Os *Polissacarídeos* são formados pela *celulose* e *hemicelulose*, as quais podem ser *Hexosanas*, *Pentosanas* e *Ácidos Urônicos*. Os compostos acidentais são compostos químicos orgânicos e inorgânicos que compreendem os extrativos e os compostos minerais. O esquema da figura 3 representa a composição qualitativa da madeira:

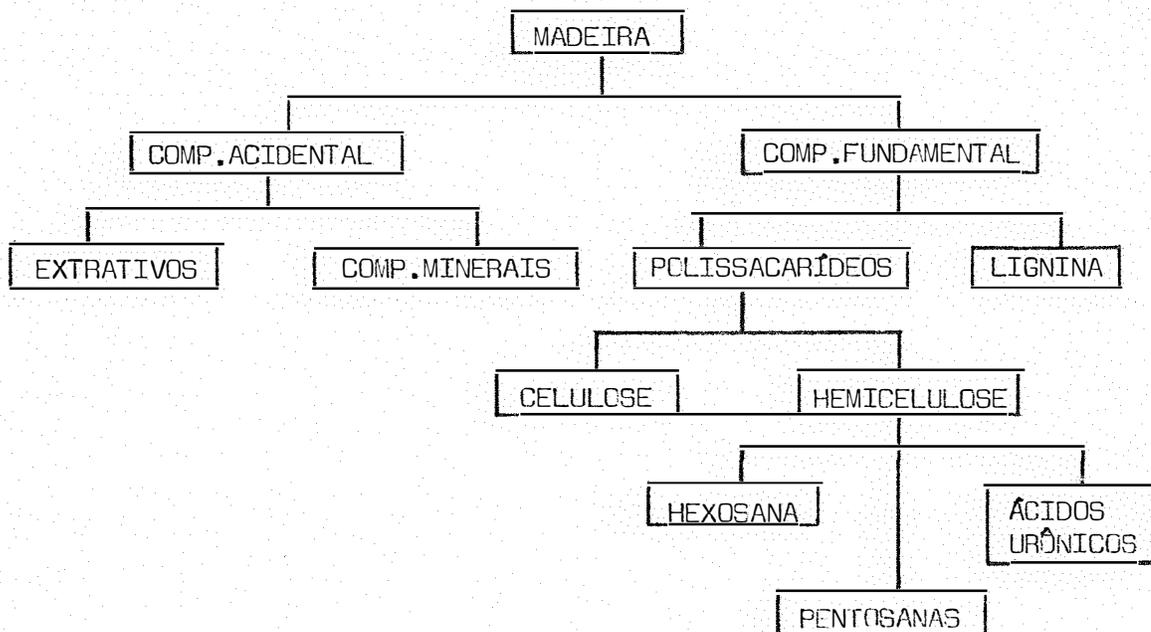


FIG. 3: Representação esquemática da composição qualitativa da madeira (BARRICHELO, 1972)

A composição quantitativa da madeira é variável, mas de uma forma geral pode-se apresentar como composição quantitativa aproximada de coníferas e folhosas, os dados apresentados na tabela 1:

TABELA 1 - Composição quantitativa aproximada de madeira conífera e folhosa (BARRICHELO, 1972).

COMPONENTES (%)	CONÍFERAS	FOLHOSAS
Celulose	40 - 45	40 - 55
Hemicelulose	20 - 30	20 - 40
Lignina	25 - 35	15 - 25
Extrativos	2 - 10	1 - 5
Compostos Minerais	0,1 - 1,0	0,1 - 1,0

A tabela 2 apresenta dados encontrados para madeira *Pinus caribaea* (conífera) e *Eucalyptus saligna* (folhosa), que ocorreram num mesmo local e com a mesma idade, onde cada composto fundamental e acidental é apresentado de acordo com o teor encontrado na madeira anidra:

TABELA 2 - Composição quantitativa de madeira Anidra de *Pinus caribaea* e *Eucalyptus saligna* (BARRICHELO, 1972).

COMPONENTES (%)	<i>Pinus caribaea</i>	<i>Eucalyptus saligna</i>
Celulose	49,8	50,2
Hemicelulose	11,6	17,8
Lignina	27,0	23,0
Extrativos	11,6	7,8
Cinzas	0,3	0,3

De uma forma geral, quer a madeira folhosa, quer a madeira conífera, apresentam composição qualitativa constituída de carbono (50%), hidrogênio (6%) e oxigênio (44%), desprezando-se teores mínimos de nitrogênio e compostos minerais que aparecem como cinzas (RYDHOLM, 1965).

No entanto, é necessário observar que a madeira é madeira higroscópica, dada à capacidade de adsorver água pela celulose, hemicelulose e lignina. Na madeira verde, a porcentagem de umidade em função da massa inicial da amostra varia desde 35% até 70%. Assim, pode-se considerar como um bom modelo de uma amostra de madeira "in situ", aquele cuja representação esquemática é dada na Figura 4:

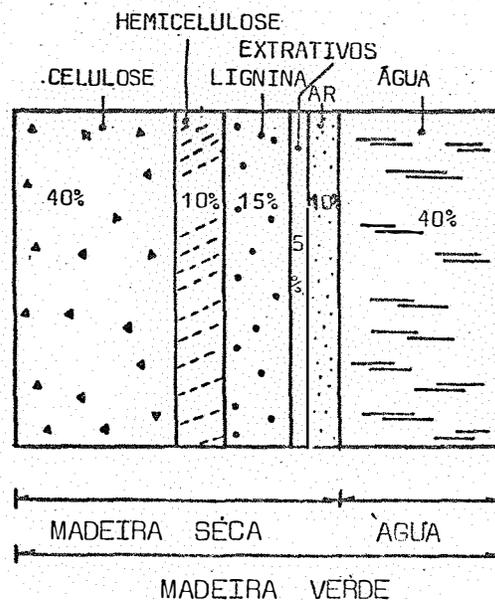


FIG. 4: Esquema representativo de madeira verde e frações percentuais de compostos fundamentais, acidentais e água.

Considerando-se um sistema constituído de uma fonte radioativa F, uma amostra de madeira e um detetor D, conforme é mostrado na Fi

gura 5, pode-se reescrever a equação de Beer-Lambert, considerando-se cada meio constituinte. Se for desprezada, em primeira aproximação, as substâncias extraíveis como resinas, gorduras, óleos essenciais e substâncias minerais que representam apenas uma porcentagem muito pequena da massa total da madeira, pode-se admitir como principais constituintes, a celulose, a hemicelulose, a lignina e a água.

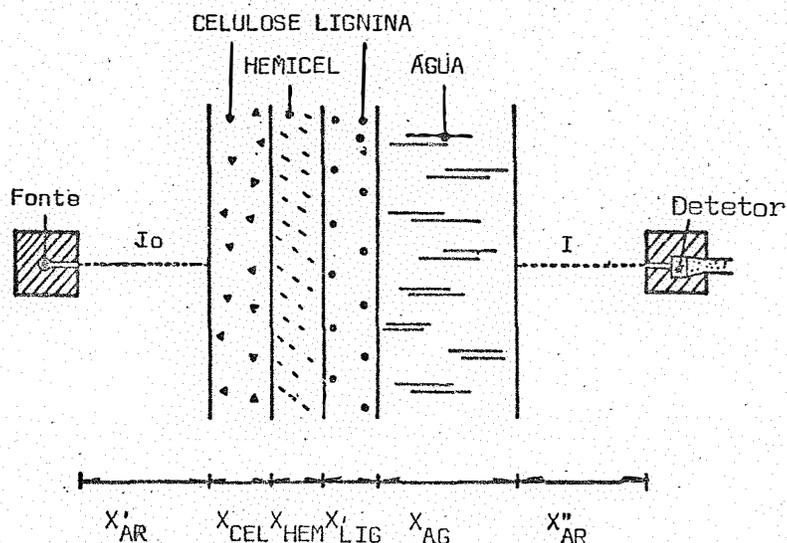


FIG. 5: Esquema de um feixe de radiação gama monoenergético através de uma amostra de madeira verde.

Observa-se da Fig. 5 que a equação 11 pode ser escrita como está indicada abaixo:

$$I(X) = I(0)e^{-[\bar{\mu}_{CEL} \bar{X}_{CEL} + \bar{\mu}_{HEM} \bar{X}_{HEM} + \bar{\mu}_{LIG} \bar{X}_{LIG} + \bar{\mu}_{AG} \bar{X}_{AG} + \bar{\mu}_{AR} (\bar{X}'_{AR} + \bar{X}''_{AR})]} \quad (12)$$

onde tem-se as seguintes especificações:

$\bar{\mu}_{CEL}$ ,  $\bar{\mu}_{HEM}$ ,  $\bar{\mu}_{LIG}$ ,  $\bar{\mu}_{AG}$ ,  $\bar{\mu}_{AR}$  = coeficientes de atenuação de massa para a celulose, hemicelulose, lignina, água e ar, respectivamente.

$\bar{X}_{CEL}$ ,  $\bar{X}_{HEM}$ ,  $\bar{X}_{LIG}$ ,  $\bar{X}_{AG}$ ,  $\bar{X}_{AR}$  = densidades superficiais da celulose, hemicelulose, lignina, água e ar, respectivamente.

A atenuação do feixe de radiação  $\gamma$  que atravessa o sistema representativo da amostra quando não são considerados os principais constituintes é dada pela expressão abaixo:

$$I'(0) = I(0) e^{-[\bar{\mu}_{AR}(\bar{X}'_{AR} + \bar{X}''_{AR} + \bar{X})]} \dots \dots \dots (13)$$

onde  $\bar{X} = \bar{X}_{CEL} + \bar{X}_{HEM} + \bar{X}_{LIG} + \bar{X}_{AG}$  é a espessura da amostra.

Os termos do expoente da equação (13) são constantes para uma geometria definida e podem ser eliminados dividindo-se as relações (12) e (13):

$$I(X) = I'(0) e^{-[\bar{\mu}_{CEL}\bar{X}_{CEL} + \bar{\mu}_{HEM}\bar{X}_{HEM} + \bar{\mu}_{LIG}\bar{X}_{LIG} + \bar{\mu}_{AG}\bar{X}_{AG} + \bar{\mu}_{AR}\bar{X}]} \dots (14)$$

Se denominarmos de  $\psi, \phi, \zeta, \theta$ , as frações volumétricas da celulose, hemicelulose, lignina e água da amostra, temos:

$$\begin{aligned} V_{CEL} &= V\psi \\ V_{HEM} &= V\phi \\ V_{LIG} &= V\zeta \\ V_{AG} &= V\theta \dots \dots \dots (15) \end{aligned}$$

onde  $V$  é o volume total da amostra,  $V_{CEL}, V_{HEM}, V_{LIG}$  e  $V_{AG}$  são os volumes ocupados pela celulose, hemicelulose, lignina e água.

Pode-se também observar que são válidas as relações abaixo:

$$\begin{aligned} \bar{X}_{CEL} &= \bar{X}\psi \\ \bar{X}_{HEM} &= \bar{X}\phi \\ \bar{X}_{LIG} &= \bar{X}\zeta \\ \bar{X}_{AG} &= \bar{X}\theta \dots \dots \dots (16) \end{aligned}$$

de acordo com as relações (16) a equação (14) pode ser escrita:

$$I(X) = I'(0) e^{-[\bar{\mu}_{CEL} X\psi + \bar{\mu}_{HEM} X\phi + \bar{\mu}_{LIG} X\zeta + \bar{\mu}_{AG} X\theta + \bar{\mu}_{AR} \bar{X}]} \dots \dots \dots (17)$$

A absorção da radiação  $\gamma$  pelo AR é muito pequena em relação aos outros componentes da amostra, por uma ordem de grandeza de  $10^3$ , podendo ser desprezado, uma vez que o desvio cometido é da ordem de 0,1%.

Os principais constituintes de madeira podem ser considerados não separadamente, mas associados, de tal forma que se pode escrever:

$$I(X) = I'(0) e^{-[\bar{\mu}_{MAD} \bar{X}_{MAD} + \bar{\mu}_{AG} \bar{X}_{AG}]} \dots \dots \dots (18)$$

ou sabendo-se que  $\bar{X} = \rho X$ ,

$$I(X) = I'(0) e^{-[\bar{\mu}_{MAD} \rho_{MAD} X + \bar{\mu}_{AG} \rho_{AG} X]} \dots \dots \dots (19)$$

Considerando-se ainda a densidade da água constante e aproximadamente igual à unidade, tem-se:

$$I(X) = I'(0) e^{-[\bar{\mu}_{MAD} \rho_{MAD} + \bar{\mu}_{\theta}] X} \dots \dots \dots (20)$$

onde são válidas as especificações abaixo:

$I(X)$  = intensidade do feixe de radiação  $\gamma$  que atinge o detector após atenuação pela amostra.

$I'(0)$  = intensidade do feixe de radiação  $\gamma$  que atinge o detector sem atenuação pela amostra.

$\bar{\mu}_{MAD}$  = coeficiente de atenuação de massa da madeira para a energia considerada ( $cm^2/g$ ).

$\rho_{MAD}$  = densidade da madeira ( $g/cm^3$ ).

$\theta$  = fração volumétrica da água na madeira.

$X$  = espessura da amostra.

### 4.3. Desvios das medidas

A intensidade de um feixe de radiação  $\gamma$  é função dos coeficientes de atenuação de massa dos componentes do sistema considerado, das suas densidades e da espessura. Para uma amostra de madeira úmida, tem-se:

$$I = f(\bar{\mu}_{MAD}, \rho_{MAD}, \bar{\mu}_{AG}, \rho_{AG}, X) \dots \dots \dots (21)$$

De acordo com a Lei de Beer-Lambert, pode-se escrever:

$$I(X) = I(0) e^{-[\bar{\mu}_{MAD} \rho_{MAD} X + \bar{\mu}_{AG} \rho_{AG} X]} \dots \dots \dots (22)$$

A diferencial total da equação acima é dada por:

$$dI(X) = -I(0) e^{-[\bar{\mu}_{MAD} \rho_{MAD} X + \bar{\mu}_{AG} \rho_{AG} X]} [\rho_{MAD} X d\bar{\mu}_{MAD} + \bar{\mu}_{MAD} X d\rho_{MAD} + (\bar{\mu}_{MAD} \rho_{MAD} + \bar{\mu}_{AG} \rho_{AG}) dX] \dots \dots \dots (23)$$

Considerando-se constantes os coeficientes de atenuação de massa da madeira, da água e a densidade da mesma na temperatura de trabalho, temos:

$$dI(X) = -I(0) e^{-[\bar{\mu}_{MAD} \rho_{MAD} X + \bar{\mu}_{AG} \rho_{AG} X]} [\bar{\mu}_{MAD} X d\rho_{MAD} + (\bar{\mu}_{MAD} \rho_{MAD} + \bar{\mu}_{AG} \rho_{AG}) dX] \dots \dots \dots (24)$$

ou ainda:

$$dI(X) = -I(X) \left[ \bar{\mu}_{MAD} X d\rho_{MAD} + (\bar{\mu}_{MAD} \rho_{MAD} + \bar{\mu}_{AG} \rho_{AG}) dX \right] \dots \dots \dots (25)$$

O desvio relativo da intensidade do feixe é dado por:

$$\frac{dI(X)}{I(X)} = - \left[ \bar{\mu}_{MAD} X d\rho_{MAD} + (\bar{\mu}_{MAD} \rho_{MAD} + \bar{\mu}_{AG} \rho_{AG}) dX \right] \dots \dots \dots (26)$$

Para uma determinada espessura X da amostra, os desvios absolutos da densidade e espessura serão dados por:

$$d\rho_{MAD} = - \frac{1}{\bar{\mu}_{MAD} X} \cdot \frac{dI(X)}{I(X)} \dots \dots \dots (27)$$

$$dX = - \frac{1}{\bar{\mu}_{MAD} \rho_{MAD}} \cdot \frac{dI(X)}{I(X)} \dots \dots \dots (28)$$

O valor provável da densidade  $\rho_{MAD}$  depende da precisão das determinações de I(X), pois o desvio relativo  $\frac{dI(X)}{I(X)}$  é causado por vários fatores:

- a) Flutuações estatísticas
- b) Geometria
- c) Estabilidade do sistema de detecção

WHITE HOUSE e PUTMAN (1953) observaram que ao nível de 68% de probabilidade o desvio relativo da contagem de N eventos é dado por:

$$\frac{dN}{N} = \frac{1}{N} \dots \dots \dots (29)$$

Para o caso de um feixe de radiação  $\gamma$ , tem-se:

$$\frac{dI(X)}{I(X)} = \frac{1}{I(0) e^{-\bar{\mu}_{MAD} \rho_{MAD} X}} \dots \dots \dots (30)$$

Assim, para a densidade da amostra considerada, os desvios absoluto e relativo são dados pelas equações apresentadas a seguir:

$$d\rho_{MAD} = \frac{-1}{\bar{\mu}_{MAD} X} \cdot \frac{e^{-\bar{\mu}_{MAD} \rho_{MAD} \frac{X}{2}}}{I(0)} \dots \dots \dots (31)$$

$$\frac{d\rho_{MAD}}{\rho_{MAD}} = - \frac{1}{\bar{\mu}_{MAD} \rho_{MAD} X} \cdot \frac{e^{-\bar{\mu}_{MAD} \rho_{MAD} X/2}}{I(0)} \dots \dots \dots (32)$$

Quando a energia, a atividade e a geometria da fonte são conhecidas, a melhor precisão nas medidas de densidade é dada pela espessura ideal  $\bar{X}$  do absorvedor, obtida a partir do desvio relativo da densidade:

$$\frac{d}{d\bar{X}} \left[ \frac{d\rho_{MAD}}{\rho_{MAD}} \right] = 0 \dots \dots \dots (33)$$

$$\frac{e^{-\bar{\mu}_{MAD} \rho_{MAD} \bar{X}/2} (\bar{\mu}_{MAD} \rho_{MAD} \bar{X}/2 - 1)}{\bar{\mu}_{MAD} \rho_{MAD} \bar{X}^2 \sqrt{I(0)}} = 0 \dots \dots \dots (34)$$

$$(\bar{\mu}_{MAD} \rho_{MAD} \frac{\bar{X}}{2} - 1) = 0 \dots \dots \dots (35)$$

$$\bar{X} = \frac{2}{\bar{\mu}_{MAD} \rho_{MAD}} \dots \dots \dots (36)$$

Para uma amostra de madeira úmida, a equação acima será mo  
 dificada para:

$$\bar{X} = \frac{2}{(\bar{\mu}_{MAD} \rho_{MAD} + \bar{\mu}_{AG} \theta)} \dots \dots \dots (37)$$

Quando considera-se a densidade da água constante e igual  
 à unidade.

A precisão do método nas medidas de densidade é obtida a  
 partir da Lei de Beer-Lambert, considerando-se apenas as flutuações esta  
 tísticas das medidas de I(0) e I(X):

$$\frac{d\rho_{MAD}}{\rho_{MAD}} = \frac{d \frac{(I(0)/I(X))}{I(0)/I(X)} - X \bar{\mu}_{AG} \theta}{\ln \left| \frac{I(0)}{I(X)} \right| - X \bar{\mu}_{AG} \theta} \dots \dots \dots (38)$$

Verifica-se que o desvio relativo da densidade de madeira  
 depende da precisão das medidas de I(0) e I(x) e também das medidas do  
 coeficiente de atenuação de massa da água, da unidade da amostra conside-  
 rada e da espessura da mesma. No entanto, como será visto mais adiante, é  
 necessário considerar-se, além dos fatores assinalados acima, outro fator,  
 relativo à energia dos fótons e à geometria do sistema fonte-amostra-dete-  
 tor, denominado fator de "Build-up" ou ainda, relativamente ao trabalho  
 que estamos considerando, fator de ganho. Esse fator descreve as contri-  
 buições às medidas de I(x), dos fótons que sofrem espalhamento na amos-  
 tra e que acabam atingindo o detetor e participando das contagens.

#### 4.4. Interação de um feixe largo de radiação $\gamma$ com a matéria

A passagem da radiação  $\gamma$  através da matéria se caracteriza pela exponencial de atenuação, dada pela equação (11) ou equação (12). Este fato se deve à característica da radiação  $\gamma$  se comportar como um feixe de fótons para os quais os processos de interação renovam fótons dos feixes de forma proporcional ao número de fótons incidentes.

Os processos que resultam da atenuação são a absorção na qual há conversão parcial ou total da energia do fóton em energia cinética de partículas da matéria e o espalhamento, no qual o fóton é refletido do feixe incidente. Há uma relação entre esses dois processos porque em qualquer interação há aparecimento de energia cinética e de espalhamento de radiação.

Os principais fenômenos que ocorrem com os processos relacionados são:

- a) Espalhamento Elástico
- b) Efeito Fotoelétrico
- c) Espalhamento Compton
- d) Produção de Par

O espalhamento elástico compreende o espalhamento Thomson e Rayleigh, nos quais a radiação incidente é espalhada por cada elétron do átomo considerado.

No efeito Thomson, cada elétron espalha radiação de forma independente dos outros elétrons. A radiação espalhada tem a mesma fre

quência da radiação incidente e a seção de choque é eletrônica.

No efeito Rayleigh, o espalhamento elástico é devido a elétrons fortemente ligados ao átomo e os ângulos de espalhamento são em geral pequenos porque o recuo do átomo não deve produzir excitação ou ionização.

O efeito fotoelétrico ocorre quando um fóton incidente é totalmente absorvido por um elétron ligado ao átomo. A quantidade de movimento se conserva ao recuo do átomo residual. Em virtude deste fato, o efeito fotoelétrico é considerado como uma interação do fóton incidente com toda a carga eletrônica, na qual toda a energia do fóton é absorvida. A Figura 6 dada a seguir nos mostra o efeito fotoelétrico:

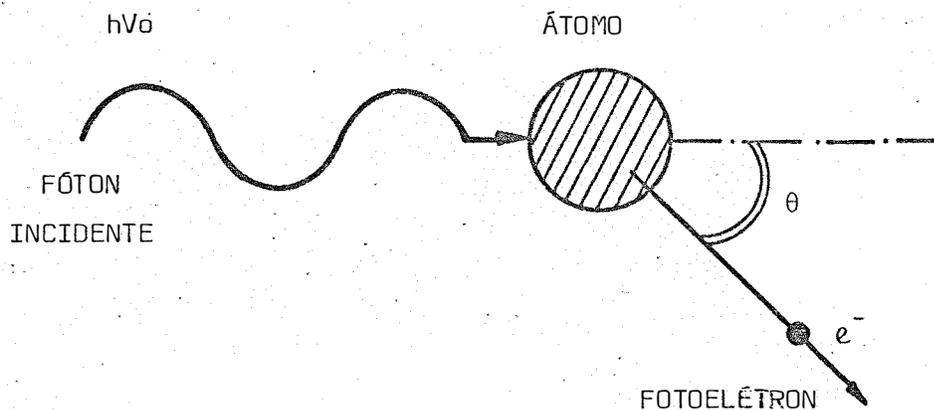


FIG. 6: Representação esquemática do efeito fotoelétrico onde  $h\nu_0$  é a energia do fóton incidente.

O Efeito Compton ocorre quando o fóton incidente tem energia que não pode ser desprezada em relação à energia de recuo do elétron e quando um fóton incidente interage com um elétron livre, ocorre espalhamento do fóton e ejeção de elétron. O fóton espalhado tem quantidade de

movimento menor que a do fóton incidente e a diferença é transferida ao elétron ejetado. A Figura 7 dada a seguir nos mostra o Efeito Compton:

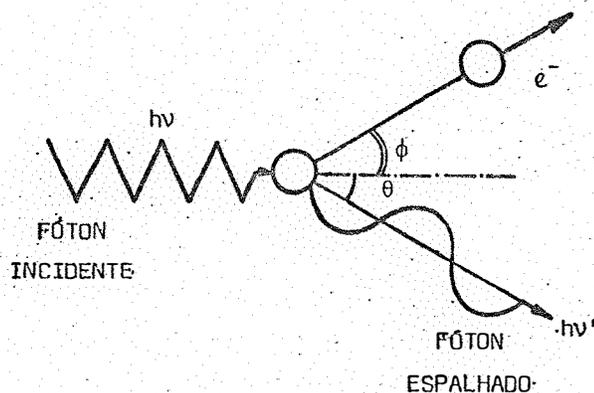


FIG. 7: Representação esquemática do Efeito Compton mostrando o elétron ejetado e o fóton espalhado.

No efeito de produção de par, o fóton incidente interage com o núcleo atômico e é completamente absorvido, ocasionando o aparecimento de um par Pósitron-Negatron, cuja energia total é igual à energia do fóton incidente. A Figura 8 dada a seguir nos mostra o efeito de produção de par:

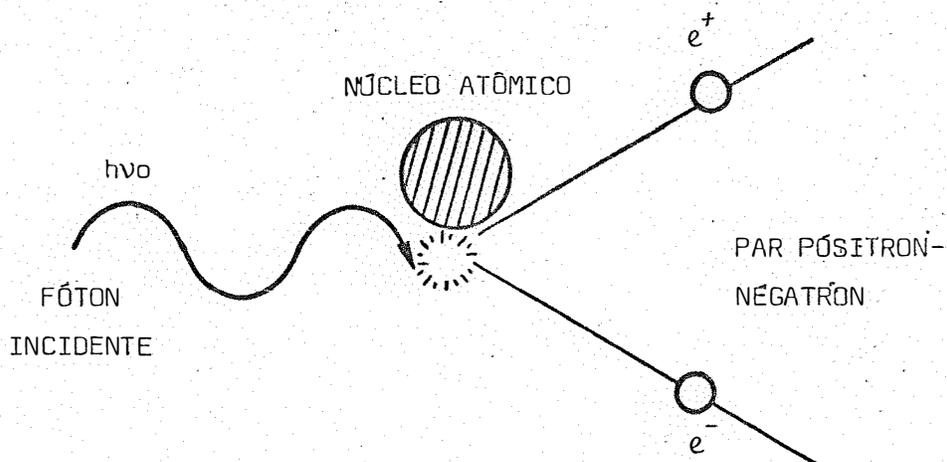


FIG. 8: Representação esquemática do efeito de produção de par no qual se observa o par Pósitron-Negatron.

EVANS (1969), relata que em biologia, os fenômenos acima são os mais frequentes na faixa de energia de 0 a 10 MeV. A Figura 9 da abaixo mostra a importância relativa desses fenômenos em função da energia da radiação e do número atômico do absorvedor:

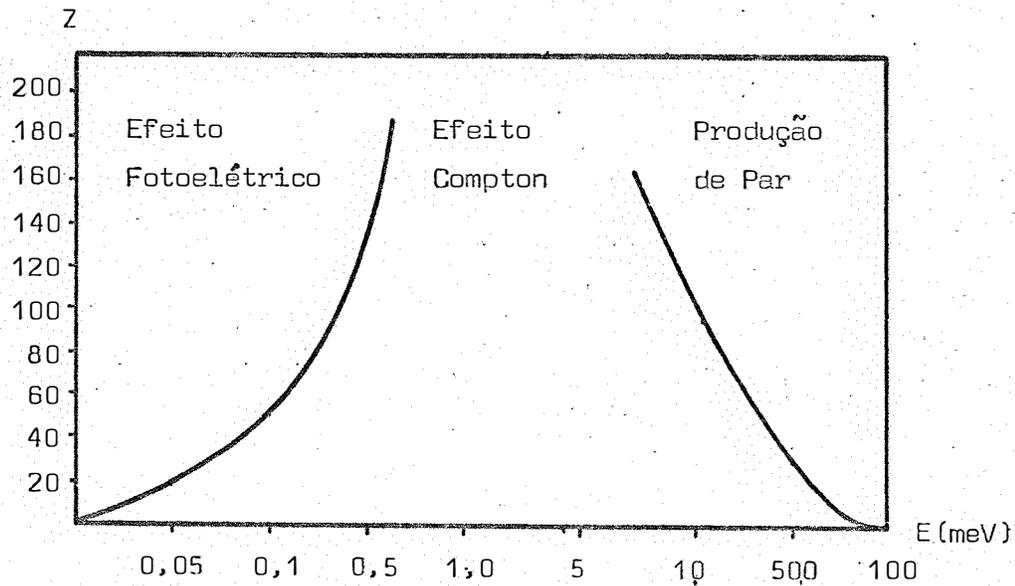


FIG. 9: Importância relativa dos efeitos fotoelétrico, Compton e produção de par (EVANS, 1955).

No espalhamento elástico, quando uma onda eletromagnética polarizada e plana incide num elétron livre, a carga elétrica adquire a aceleração:

$$\frac{d^2Z}{dt^2} = \frac{eE_0}{m} (\cos \omega t) \dots \dots \dots [39]$$

onde Z é o eixo vertical de um sistema de referência triortogonal, t é o tempo, e e m a carga e a massa do elétron, E<sub>0</sub> a amplitude do campo eletromagnético e ω a frequência da radiação.

O campo elétrico da radiação incidente é dado por:

$$E_z = E_0 (\cos \omega t) \dots \dots \dots (40)$$

A solução da equação (39) é dada por:

$$Z = \frac{-eE_0}{m\omega^2} (\cos \omega t) \dots \dots \dots (41)$$

e desta forma o elétron se move em anti-fase com vetor elétrico. A Figura 10 mostra a posição relativa da radiação incidente e espalhada:

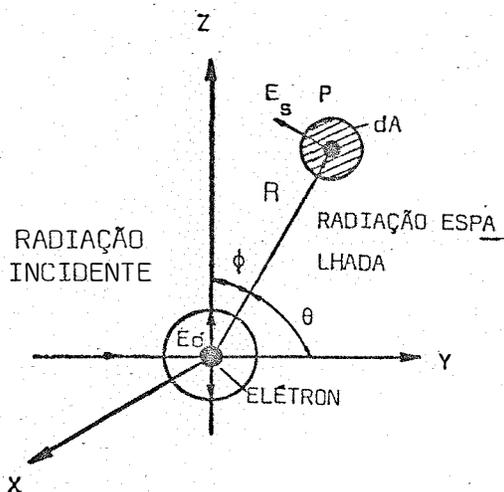


FIG. 10: Posição relativa da radiação incidente e da radiação espalhada por um elétron livre.

O movimento acelerado do elétron gera um momento de dipolo variável com o tempo  $D = eZ$ , que gera um campo de radiações no qual a amplitude do campo elétrico no ponto P à distância R do dipolo é dada por:

$$E_s = \frac{e^2 E_0 \text{SEN} \phi}{m_0 c^2 R} = \frac{A(\phi) E_0}{R} \dots \dots \dots (42)$$

onde  $\phi$  é o ângulo entre o vetor polarização e a direção de observação, R

o vetor posição e  $m_0 c^2$ , a massa de repouso do elétron e  $A(\phi)$  é a amplitude de espalhamento.

O fluxo médio, variável com o tempo, de radiação através da área perpendicular ao vetor posição  $R$  é:

$$d\Phi = \frac{e^4 \text{SEN} \ E_0^2}{8\pi R^2 m_0^2 c^3} dA \dots \dots \dots (43)$$

$$= \frac{e^4 \text{SEN}^2 \ E_0^2}{8\pi m_0^2 c^3} d\Omega \dots \dots \dots (44)$$

onde  $d\Omega$  é o ângulo sólido subtendido,

O fluxo médio de radiação  $d\Phi$  pode ser relacionado com a intensidade  $I$  da radiação incidente, de acordo com o conceito de seção de choque:

$$d\Phi = I d\delta = I \delta d\Omega = \frac{c \ E_0^2}{8\pi} \delta d\Omega \dots \dots \dots (45)$$

ou ainda:

$$\delta = \left( \frac{e^2}{m_0 c^2} \right)^2 \text{SEN}^2 \phi = [A(\phi)]^2 \dots \dots \dots (46)$$

Se a radiação incidente não for polarizada, é necessário calcular um valor médio para as possíveis orientações do vetor elétrico incidente. Resolvendo este vetor paralela e perpendicularmente ao plano XYZ, temos:

$$d\Phi = \frac{e^4 E_0^2}{8\pi m_0^2 c^3} \left[ \text{SEN}^2\phi \overline{\text{COS}^2\alpha} + \overline{\text{SEN}^2\alpha} \right] d\Omega \dots \dots \dots (47)$$

$$= \frac{e^4 E_0^2}{8\pi m_0^2 c^3} \left[ \frac{1 + \text{SEN}^2\phi}{2} \right] d\Omega \dots \dots \dots (48)$$

$$= I \left( \frac{e^2}{m_0 c^2} \right)^2 \left[ \frac{1 + \text{COS}^2\theta}{2} \right] d\Omega \dots \dots \dots (49)$$

onde  $\theta$  é o ângulo de espalhamento da radiação incidente I. A Figura 11 dada a seguir nos mostra a radiação incidente não polarizada:

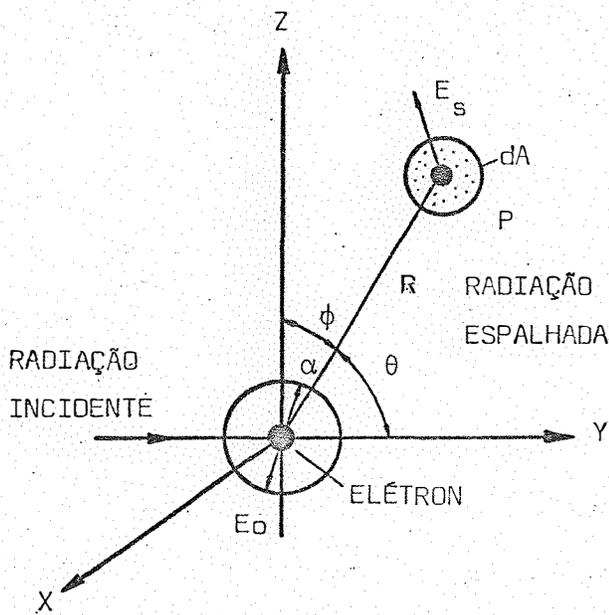


FIG. 11: Radiação incidente não polarizada incidindo num elétron livre.

A seção de choque para o espalhamento elástico pode ser de espalhamento Thomson e de espalhamento Rayleigh. Para o espalhamento Thomson, a seção de espalhamento diferencial de uma radiação não polarizada de um ângulo  $\theta$  por um elétron é dada por:

$$d_e \delta_T = \left[ \frac{e^2}{m_0 c^2} \right]^2 \frac{1 + \cos^2 \theta}{2} d\Omega \dots \dots \dots (50)$$

A seção de espalhamento integral é dada por:

$$e \delta_T = \frac{8\pi}{3} \left[ \frac{e^2}{m_0 c^2} \right]^2 = \frac{8\pi}{3} r_0^2 \dots \dots \dots (51)$$

onde  $r_0 = e^2/m_0 c^2$  é o raio clássico do elétron.

A seção de choque de espalhamento Rayleigh é obtida a partir da equação (50), considerando-se um fator  $f_\theta$  de espalhamento atômico:

$$d_a \delta_R = \frac{e^2}{m_0 c^2} |f_\theta|^2 \frac{1 + \cos^2 \theta}{2} d\Omega \dots \dots \dots (52)$$

A seção de choque integral é dada por:

$$a \delta_R = \frac{8\pi}{3} \left[ \frac{e^2}{m_0 c^2} \right]^2 |f_\theta|^2 = \frac{8\pi}{3} r_0^2 |f_\theta|^2 \dots \dots \dots (53)$$

No efeito fotoelétrico, a probabilidade de ocorrer a absorção fotoelétrica é calculada pela mecânica quântica e diversas relações podem ser usadas para o cálculo da seção de choque por átomo para a absorção fotoelétrica. *VICTOREEN (1943)*, propôs fórmulas empíricas para o cálculo da seção de choque por átomo para a absorção fotoelétrica para baixas energias:

$$a\delta = \frac{v_1 v_2}{v^3} \left[ \frac{3\pi e^2}{m_0 c} \right] \cdot \frac{v_1 v_2 v_3}{v^4} \left[ \frac{3\pi e^2}{m_0 c} \right] \dots \dots \dots (54)$$

onde  $e$  e  $m_0$  são a carga e a massa do elétron,  $c$  a velocidade da luz,  $\nu_1$ ,  $\nu_2$ ,  $\nu_3$  são frequências críticas obtidas da fórmula de emissão espectral:

$$\nu = R_c (Z - S)^2 \left( \frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right) + R_c \left[ \alpha (Z - S)^4 \left( \frac{1}{n_1^4} - \frac{1}{n_2^4} \right) \left( \frac{n}{K} - \frac{3}{4} \right) + \dots \right] \quad (55)$$

onde  $R$  é a constante de Rydberg,  $c$  a velocidade da luz,  $Z$  o número atômico,  $\alpha$  a constante de estrutura fina de Sommerfeld,  $S$  a constante de espalhamento e  $n_1$ ,  $n_2$  são números quânticos.

Para o espalhamento Compton, a seção de choque diferencial por elétron para uma radiação incidente, polarizada e plana é dada pela equação de Klein-Nishima:

$$d_e \delta_c = \frac{r_0^2}{4} \left( \frac{\nu'}{\nu_0} \right)^2 \left( \frac{\nu_0}{\nu'} + \frac{\nu'}{\nu_0} - 2 + 4 \cos^2 \phi \right) d\Omega \quad \dots \quad (56)$$

onde  $r_0$  é o raio clássico do elétron,  $\nu_0$  a frequência da radiação incidente,  $\nu'$  a frequência da radiação espalhada,  $\phi$  o ângulo entre os vetores elétricos das radiações incidente e espalhada e  $d\Omega$  o ângulo sólido através do qual a radiação é espalhada. A seção de choque total para o espalhamento Compton é dada por:

$$e\delta_c = 2\pi r_0^2 \left\{ \frac{1 + \alpha}{\alpha^2} \left[ \frac{2(1 + \alpha)}{1 + 2\alpha} - \frac{1}{\alpha} \ln(1 + 2\alpha) \right] + \frac{1}{2\alpha} \ln(1 + 2\alpha) - \frac{1 + 3\alpha}{(1 + 2\alpha)^2} \right\} \quad (57)$$

onde  $r_0$  é o raio clássico do elétron e  $\alpha = h\nu_0/m_0 c^2$ .

No efeito de produção de par por radiação  $\gamma$  no campo de um núcleo, a seção de choque diferencial para a produção de um pósitron de energia cinética  $E_{c+}$  e de um elétron de energia  $h\nu - m_0 c^2 - E_{c+}$ , é dada

por:

$$d_a K = \frac{\delta_o Z^2 P}{h\nu_2 - 2m_o c^2} dE_{c+} \dots \dots \dots (58)$$

onde  $\delta_o = \frac{1}{137} \left( \frac{e^2}{m_o c^2} \right)$ , Z é o número atômico, hν a energia do fóton e P uma função de hν e Z que varia no intervalo  $0 \leq P \leq 20$ , para qualquer valor de Z. A Figura 12 dada a seguir, nos mostra a variação da função P com a seção de choque diferencial de produção de par, para Alumínio e Chumbo e considerando, ainda, vários níveis de energia de repouso. Pode-se observar, também, que ao nível de  $10 m_o c^2$  não há diferença significativa da função P para aqueles dois elementos considerados:

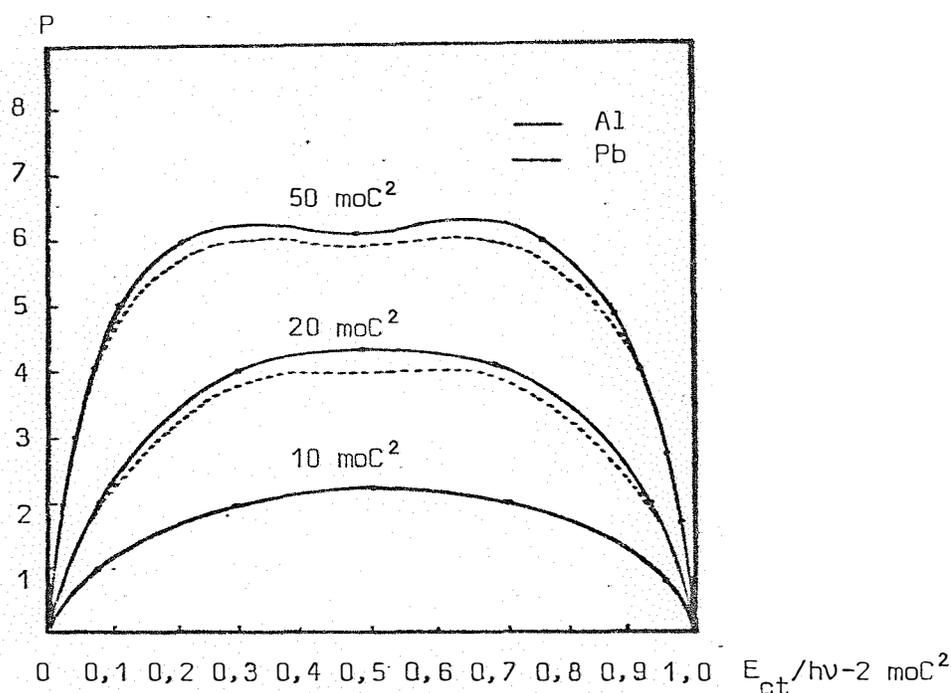


FIG. 12: Gráfico da função P v<sub>s</sub> a seção de choque diferencial de produção de par com correções para Al e Pb para fótons de energia acima de  $10 m_o c^2$  (DAVISSON e EVANS, 1952).

A seção de choque total para a produção de par é dada por:

$$aK = \delta_0 Z^2 \int_0^{hv - 2 m_0 c^2} \left( \frac{P}{hv - 2 m_0 c^2} \right) dE_{c^+} = \delta_0 Z^2 \bar{P} \dots \dots (59)$$

É necessário observar que para ocorrer a formação de par a energia mínima é de 1,02 MeV.

As contagens de fótons dos feixes de radiação  $\gamma$  emergentes de absorvedores, para o caso de um feixe colimado e largo é dado por:

$$I(X) = B I(0) e^{-[\mu_{m\rho_m} + \mu_{AG}\theta]X} \dots \dots \dots (60)$$

onde  $B(E_0, X)$  é um fator de espalhamento denominada "Build Up" que depende da energia e geometria consideradas.

O estudo do espalhamento de radiação  $\gamma$  incidente numa lâmina de absorvedor pode ser melhor compreendido à partir da análise das interações da radiação  $\gamma$  com a amostra, quando se considera um modelo adequado. A Figura 14 mostra o modelo usado na análise de espalhamento de radiação  $\gamma$  que incide numa lâmina de absorvedor e cujo estudo é feito baseando-se na probabilidade de detecção de todas as trajetórias envolvidas no processo. O sistema de coordenadas usado é o esférico e a probabilidade de de detecção é dada em termos de quatro probabilidades independentes:

- a) Probabilidade de qualquer fóton alcançar o ponto de coordenadas  $r$  e  $\theta$  ( $P_1$ ).
- b) Probabilidade de todo fóton que alcançar o ponto de

ordenadas  $r$  e  $\theta$  ser espalhado entre os ângulos  $\phi_1$  e  $\phi_2$  ( $P_2$ ).

c) Probabilidade de todo fóton com as probabilidades anteriores alcançar o detector ( $P_3$ ).

d) Probabilidade de todo fóton incidente no detector ser detectado ( $P_4$ ).

A Figura 13 dada a seguir nos mostra a geometria usado no sistema da radiação  $\gamma$  espalhada nas amostras de madeira:

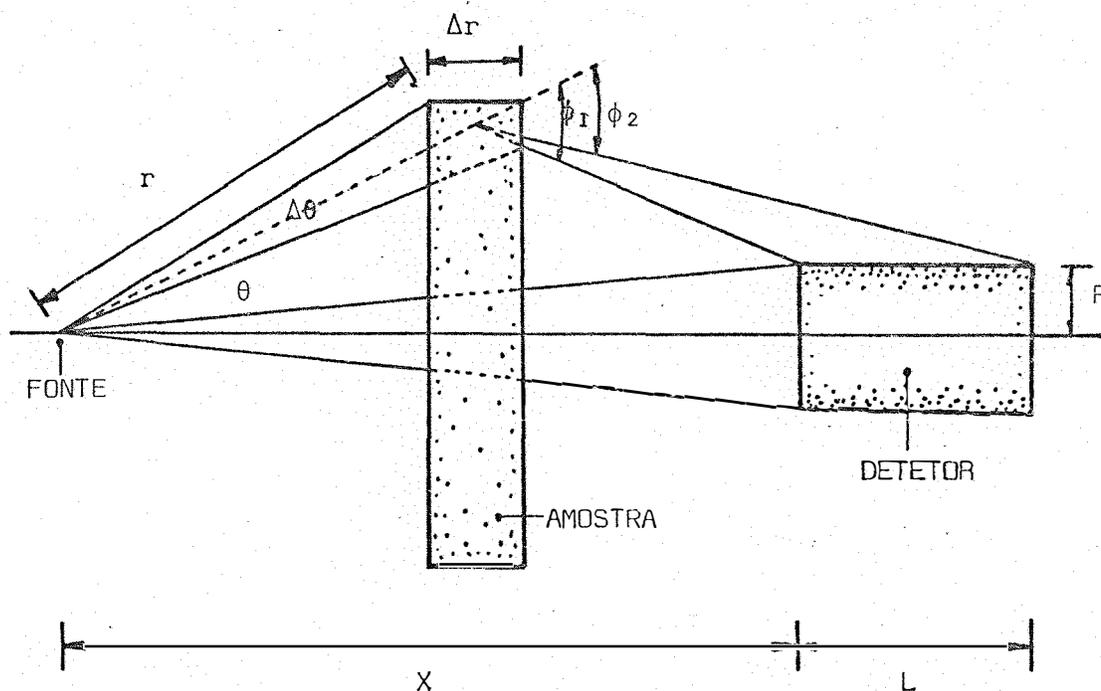


FIG. 13: Modelo para estudo de espalhamento de radiação  $\gamma$  incidente numa lâmina de absorvedor de espessura  $\Delta r$ .

A 1ª probabilidade dá a fração de contribuição da área total interceptada pelo elemento de área diferencial e da atenuação da amostra no ponto de coordenadas  $r$  e  $\theta$ :

$$P_1 = \left( \frac{\text{SEN}\theta d\theta}{2} \right) e^{-\left[ \mu_{\text{MAD}} \rho_{\text{MAD}} \frac{(r - R)}{\text{SEN}\theta} \right]} \dots \dots \dots (61)$$

onde  $\theta$  é o ângulo definido pelo eixo da fonte/detetor com um ponto da amostra,  $r$  a distância da fonte ao ponto e  $R$  o raio detetor.

A 2.<sup>a</sup> probabilidade é dada pela diferença entre a probabilidade diferencial de espalhamento pela amostra para os ângulos  $\phi_1$  e  $\phi_2$ :

$$P_2 = \left[ \int_0^1 \frac{d_e \delta_c}{d\phi} d\phi - \int_0^2 \frac{d_e \delta_c}{d\phi} d\phi \right] \rho_{\text{MAD}} N_0 \sum_{i=1}^n \frac{f_i Z_i}{A_i} \dots \dots \dots (62)$$

onde  $(d_e \delta_c / d)$  é a probabilidade de espalhamento Compton para o elétron,  $N_0$  o número de Avogadro,  $f_i$  a fração em massa do elemento  $i$  presente na amostra,  $Z_i$  o número atômico do elemento  $i$  e  $A_i$  o peso atômico do elemento considerado.

A 3.<sup>a</sup> probabilidade dá a fração de fótons incidentes na superfície do detetor e aqueles devidos à atenuação pela amostra:

$$P_3 = \frac{R}{\pi A \text{SEN}\theta} e^{-\left[ \mu_{\text{MAD}} \rho_{\text{MAD}} A \right]} \dots \dots \dots (63)$$

onde  $A$  é a área da superfície do detetor.

A 4.<sup>a</sup> probabilidade é dada pela eficiência do detetor que está sendo usado:

$$P_4 = \epsilon \dots \dots \dots (64)$$

A probabilidade total de um fóton atingir o detetor e ser

detetado é dada pela relação abaixo, uma vez que os eventos são independentes:

$$P(\theta, r) \, dr d\theta = P_1 P_2 P_3 P_4 \dots \dots \dots \quad (65)$$

De acordo com a equação (60), devemos determinar o fator de "Build-Up" para o modelo que estamos analisando, a fim de conhecermos a contribuição devida ao espalhamento de radiações. A Lei de Atenuação Exponencial de Beer-Lambert que é válida para radiação não espalhada, deve ser corrigida por um fator que é uma função da energia da radiação, do número atômico do absorvedor e da espessura considerada no absorvedor. Fatores de "Build-Up" teóricos relacionados com fontes radioativas pontuais ou planas tem um significado especial para a estatística de contagens e a dosimetria. Expressões analíticas foram desenvolvidas para calcular as probabilidades de um fóton ser transmitido com 0, 1, 2, ... espalhamentos e estimar a probabilidade do mesmo ser transmitido com 4, 5, ... espalhamentos, a fim de se obter a probabilidade total de transmissão com qualquer número de espalhamentos.

*HIRSCHFELDER, MAGEE e HULL (1948)* desenvolveram um método para estimar a intensidade de radiação  $\gamma$  que atravessava absorvedores espessos, considerando apenas o espalhamento Klein-Nishima. O tratamento teórico é analisado tanto para radiação  $\gamma$  não espalhada como para radiação  $\gamma$  espalhada uma vez. A precisão dos resultados para radiação  $\gamma$  que sofre espalhamento múltiplo depende do fato que a maior contribuição do espalhamento é na direção da radiação incidente.

*PEERLES (1953)* desenvolveu uma fórmula de recursão que dá

relação entre a probabilidade de um fóton ser transmitido através de um absorvedor de espessura finita com exatamente  $k + 1$  colisões e a probabilidade de ser transmitido com exatamente  $k$  colisões, havendo calculado essa probabilidade para diversas espessuras, energias e ângulos de incidência. A fórmula foi usada para calcular as transmissões com 1, 2 ou 3 espalhamentos por fóton incidente em absorvedores de Pb e de Fe e dessas transmissões foram estimados os fatores de "Build-Up".

*TAYLOR (1954)* desenvolveu uma fórmula polinomial para determinar fatores de "Build-Up" para emprego em desenhos de blindagens de radiação  $\gamma$ .

*GOLDSTEIN e WILKINS (1954)* usaram uma expansão polinomial para cálculos de penetração de radiação  $\gamma$  e determinação de "Build-Up" para dosimetria e fatores de "Build-Up" de energia.

*BERGER (1956)* estudou os efeitos de fronteiras e de impurezas de absorvedores na penetração de radiação  $\gamma$  e nos fatores de "Build-Up", tendo desenvolvido uma função polinomial.

*HUBBELL (1956)* estudou doses devidas à distribuições de fontes de radiação  $\gamma$  pontuais e desenvolveu cálculos para determinações de fatores de "Build-Up".

*CAPO (1958)* desenvolveu aproximações polinomiais de fatores de "Build-Up" de radiação  $\gamma$  para uma fonte isotópica pontual.

*CHILTON, HOLOVIK e DONOVAN (1960)* estudaram a determinação de parâmetros de uma função empírica para fatores de "Build-Up" de fótons

de várias energias.

A tabela 3 dada abaixo relaciona algumas das equações analíticas que tem sido usadas na determinação teórica de fatores de "Build-Up" para fontes pontuais isotrópicas:

TABELA 3 - Expressões analíticas para cálculo de fatores de "Build-Up".

AUTOR	EQUAÇÃO	Nº DE PARÂMETROS
Taylor	$Ae^{-(a_1\mu X)} + (1-A)e^{-(a_2\mu X)}$	3
Goldstein/Wilkins	$1 + a\mu X$	1
Berger	$1 + \mu X A_1 B_1 e^{-(B_1-1)\mu X} + A_2 B_2 e^{-(B_2-1)\mu X}$	4
Hubbell	$1 + A(\mu X) + B(\mu X)^2 + C(\mu X)^3$	3
Capo	$\beta_0 + \beta_1 (\mu X) + \beta_2 (\mu X)^2 + \beta_3 (\mu X)^3$	3 ou n
Chilton et alii	$1 + a\mu X e^{b\mu X}$	2

*GOLDSTEIN e WILKINS (1954)* desenvolveram uma fórmula com 2 parâmetros para a determinação de fatores de "Build-Up" para uma fonte pontual de radiação  $\gamma$  que foi analisada e estendida por *CHILTON (1960)* para todos os dados obtidos por *Goldstein e Wilkins* para o caso de fontes pontuais. A relação desenvolvida por *Chilton* é denominada fórmula de 2 parâmetros e é dada por:

$$B_{FPI} = 1 + aX e^{bX} \dots \dots \dots (66)$$

onde a e b são dois parâmetros empíricos e X é a distância fonte-detetor no meio, considerado em unidades de caminhos livres médios.

A precisão que pode ser alcançada usando valores adequados dos parâmetros a e b da fórmula de *Chilton* é melhor do que aquelas que podem ser obtidas com fórmulas de 3 parâmetros ou menos. A precisão, para uma distância de penetração de 10 caminhos livres médios ou mais é comparável com a fórmula de 4 parâmetros de *Capo* e dentro dos limites de precisão do trabalho básico desenvolvido por *Goldstein e Wilkins*.

A tabela 4 dada a seguir nos mostra valores dos parâmetros a e b da fórmula de *Chilton* para diversas energias e para várias substâncias conforme podemos observar e verifica-se que ao nível de 4,0 MeV de energia há uma diminuição do desvio médio percentual, para em seguida ocorrer um aumento daquele fator para o Chumbo, um pico para a Água e o mesmo ocorre com o alumínio para o qual o desvio médio percentual vai diminuindo até o nível de 10,0 MeV.

Embora ocorram variações dos desvios médios percentuais dos parâmetros a e b da fórmula de *Chilton*, para diversas substâncias, é necessário observar a precisão dessa fórmula em relação a outras fórmulas analíticas que utilizam um número maior de parâmetros, exigindo, dessa forma, maior trabalho de cálculo sem no entanto aumentarem significativamente a precisão do mesmo.

TABELA 4 - Parâmetros de fatores de "Build-Up" de energia e desvios dos dados em relação à fórmula de *Goldstein-Wilkins*.

	E (MeV)	a	b	DESVIO MÉDIO %
ÁGUA	0,255	1,9716	0,1996	6,97
	0,5	1,4763	0,1599	6,51
	1,0	1,0751	0,0853	3,43
	2,0	0,7239	0,0334	1,31
	3,0	0,5779	0,0099	0,28
	4,0	0,4705	0,0032	0,12
	6,0	0,3635	-0,0083	0,25
	8,0	0,2957	-0,0121	1,35
	10,0	0,2620	-0,0157	0,43
ALUMÍNIO	0,5	1,3592	0,1139	3,08
	1,0	0,9796	0,0749	2,51
	2,0	0,6616	0,0394	1,46
	3,0	0,5292	0,0203	0,76
	4,0	0,4342	0,0105	0,23
	6,0	0,3303	0,0091	0,21
	8,0	0,2668	0,0066	0,18
	10,0	0,2189	0,0099	0,11
CHUMBO	0,5	0,2394	-0,0693	1,88
	1,0	0,3513	-0,0304	1,03
	2,0	0,3437	0,0009	0,43
	3,0	0,2797	0,0287	0,18
	4,0	0,2179	0,0529	0,39
	6,0	0,1344	0,1000	0,56
	8,0	0,0954	0,1161	0,79
	10,0	0,0763	0,1147	1,22

Uma comparação de precisão dos resultados obtidos com a fórmula de 2 parâmetros de *Chilton* e aquelas de 3 parâmetros de *Taylor* e 4 parâmetros de *Capo* é dada na tabela 5:

TABELA 5 - Comparação de fórmulas analíticas para o cálculo de fatores de "Build-Up" de energia para várias substâncias.

MEIO	CHILTON	TAYLOR	CAPO
	DESVIO MÉDIO	MÁXIMO DESVIO	DESVIO MÉDIO
Água	2,29	-	0,66
Alumínio	1,07	7,8	0,82
Chumbo	0,77	5,2	1,24
Ferro	0,69	8,0	1,14

A fórmula de *Chilton* é mais precisa que a fórmula de *Taylor* mas é menos precisa que a fórmula de *Capo* para intervalos de 1 a 10 caminhos livres médios para materiais leves. No entanto, a fórmula de *Chilton* dá melhores resultados para materiais pesados. Entretanto, é necessário mencionar que ambas as fórmulas tem boa precisão no intervalo estabelecido por *Goldstein-Wilkins* que é de 5% a 10% de precisão.

As contagens envolvidas nos processos de medida de densidade de madeira são dadas pela relação abaixo:

$$I = BI_0 e^{-(\bar{\mu}_{MAD} \rho_{MAD} + \bar{\mu}_{AG} \theta) X} \dots \dots \dots (67)$$

onde as constantes da relação acima são o coeficiente de atenuação de massa da madeira  $\bar{\mu}_{MAD}$ , para a energia dada, o coeficiente de atenuação de massa de água  $\bar{\mu}_{AG}$  para a energia do fóton e a espessura da amostra de madeira.

## 5. MATERIAL E MÉTODO

### 5.1. Instrumental

#### 5.1.1. Geometria

Na determinação da densidade de madeira foi utilizada geometria linear, com colimação pobre de chumbo na fonte radioativa e no detector de cristal. A fonte radioativa e o detector foram montados sobre um plano de nível e linearizados por meio de um trilho metálico. A fonte radioativa e o cristal foram posicionados a 0,50 m de distância entre si e as amostras de madeira de várias dimensões foram colocadas entre os mesmos, transversalmente ao feixe de radiação. Os colimadores de chumbo eram circulares com orifícios de 0,005 m e a fonte radiativa estava contida num bloco de chumbo de dimensões (0,050x0,04x0,025) m, com orifício circular de diâmetro 0,011 m. A Figura 14 mostra o esquema da geometria utilizada:

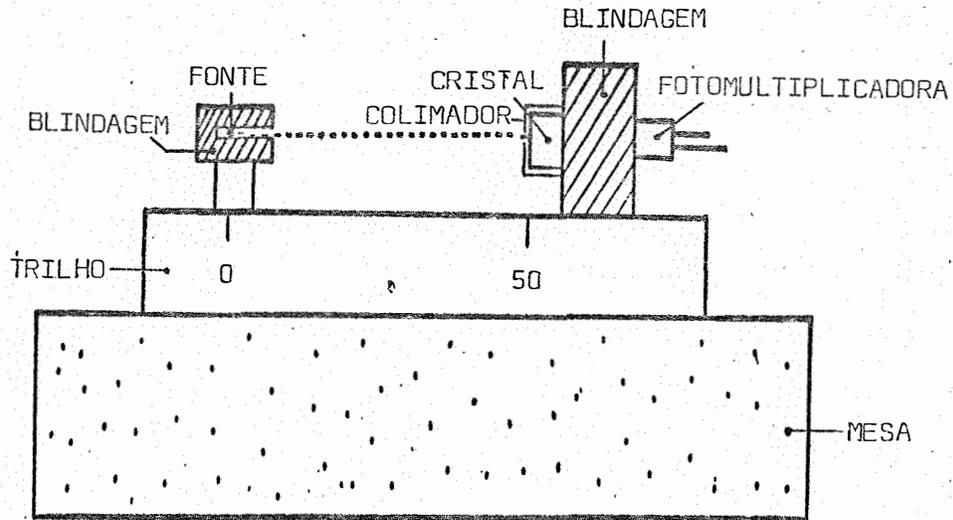


FIG. 14: Esquema da geometria utilizada na determinação da densidade de madeira.

A fonte radioativa utilizada foi o  $^{241}\text{Am}$ , cujas características são dadas a seguir:

$^{241}\text{Am}$ : Energia do Gama . . . . .	59,5 keV
Atividade Atual . . . . .	100 mCi
Cápsula Cilíndrica de Aço Inox:	
Diâmetro Externo . . . . .	10,8 mm
Altura Externa . . . . .	6,0 mm
Espessura da Janela . . . . .	0,20 - 0,25mm
Volume efetivo da Fonte:	
Diâmetro Efetivo . . . . .	7,6 mm
Altura Efetiva . . . . .	3,0 mm

Área Transversal . . . . .	7,1 mm <sup>2</sup>
Componente Ativo . . . . .	Cerâmica
Blindagem e Suporte . . . . .	Aço Inox

O espectro do <sup>241</sup>Am tem o fotopico em 59,5 KeV e com detector de cintilação aparece um pico menor em 26,4 KeV. Esse pico é uma combinação de diversos eventos, entre os quais raios-X L do Np com 26,4 KeV. *MAGNUSSON (1957)* mostra que além do pico de 59,5 KeV cuja intensidade é 35,9%, também aparecem gamas de 26,4 keV (2,5%); 33,2 keV (0,11%); 43,5 keV (0,07%); 99,0 keV (0,023%) e 103,0 keV (0,019%). *LEDERER, HOLLANDER e PERLMAN (1967)* na sua "Table of Isotopes" apresentam como principais radiações gama as de 26,36 keV (2,5%); 33,2 keV (0,2%); 43,46 keV (0,07%); 59,57 keV (36%), 99 keV (0,023%); 103 keV (0,019%); 100 keV (<0,001%); 112 keV (<0,002%) e 125 keV (0,005%). A *AGÊNCIA INTERNACIONAL DE ENERGIA ATÔMICA (1969 e 1971)* tem elaborado padrões de <sup>241</sup>Am e realizado medidas com precisão melhor que 1%, usando sistema detector com coincidência e geometria 4π α, γ. As intensidades dos fótons, dadas em percentagens/desintegração e recomendadas pela IAEA estão dadas na tabela 6:

TABELA 6 - Principais radiações γ do <sup>241</sup>Am e respectivas percentagens por desintegração (IAEA, 1971).

ENERGIA (keV)	PERCENTAGEM POR DESINTEGRAÇÃO
11,9	0,8 ± 0,1
13,9	13,5 ± 0,3
17,8	18,4 ± 0,4
20,8	5,0 ± 0,1
26,4	2,5 ± 0,2
50,5	35,9 ± 0,6

Recentemente três grupos de pesquisadores descreveram métodos para calibrar a eficiência de detetores de Raios-X de Si(Li) e Ge(Li) e dos resultados obtidos determinaram as intensidades de fótons do  $^{241}\text{Am}$ . *GEHRKE e LOKKEN (1971)* determinaram as intensidades das radiações  $\gamma$  com um detetor de cristal de  $\text{NaI(Tl)}$  de 3" x 3" e um cristal de Si(Li). O cristal de  $\text{NaI(Tl)}$  foi usado para determinar a radiação  $\gamma$  de 59,5 keV e Raios-X de conversão interna e o cristal de Si(Li) para determinar a radiação  $\gamma$  de 2,64 keV e os Raios-X L. *CAMPBELL e MacNELLES (1972)* construíram curvas de eficiência para um detetor de Si(Li), incluindo pontos obtidos com uma fonte de  $^{241}\text{Am}$  calibrada com padrões da AIEA. *HANSEN et alii (1973)* construíram uma curva de eficiência para um detetor de Ge intrínseco usando interpolação para pontos de energias de 10,5 keV; 14,1 keV; 14,4 keV; 24,2 keV e 32,3 keV obtidos de fontes padrões da AIEA de  $^{75}\text{Se}$ ,  $^{57}\text{Co}$ ,  $^{113}\text{Sn}$  e  $^{137}\text{Cs}$ , respectivamente. Os autores observaram que as eficiências determinadas para o  $^{241}\text{Am}$ , segundo dados da AIEA concordaram em 2% para as radiações  $L\alpha$ ,  $L\gamma$  e  $\gamma_{26,4}$ , enquanto que a radiação  $L\beta$  é 14% maior que aquela determinada pela AIEA. Os dados obtidos estão apresentados na tabela 7. dada a seguir, na qual se observa que algumas das medidas realizadas por HANSEN e colaboradores têm a mesma precisão das medidas efetuadas pela AIEA, isto é, com precisão em torno de 2%. De um modo geral pode-se observar que as medidas realizadas pelos 3 grupos de pesquisadores e aquelas da AIEA não diferem significativamente dentro dos limites de precisão estabelecidos pelos grupos e por aquela agência.

TABELA 7 - Dados de decaimento do  $^{241}\text{Am}$  de 3 grupos de pesquisadores comparados com resultados da AIEA (CAMPBELL e McNELLES, 1974).

ENERGIA (keV)	PERCENTAGEM POR DESINTEGRAÇÃO			
	AIEA	GEHRKE; LOKKEN	CAMPBELL; Mc NELLES	HANSEN ET ALII
11,9	$0,8 \pm 0,1$	$0,81 \pm 0,07$	$0,86 \pm 0,03$	*
13,9	$13,5 \pm 0,3$	$12,6 \pm 0,9$	$13,4 \pm 0,25$	*
17,8	$18,4 \pm 0,4$	$19,1 \pm 1,4$	$19,5 \pm 0,8$	$21,0 \pm 0,4$
20,8	$5,0 \pm 0,1$	$4,25 \pm 0,35$	$4,8 \pm 0,25$	*
26,4	$2,5 \pm 0,2$	$2,2 \pm 0,2$	$2,4 \pm 0,1$	*
59,5	$35,9 \pm 0,6$	$35,9 \pm 0,6$	$35,9 \pm 0,6$	$35,9 \pm 0,6$

As energias dos principais fótons do  $^{241}\text{Am}$  são dados na ta  
bela abaixo de acordo com trabalhos de *LEDERER et alii (1967)* e *CAMPBELL*  
*e McNELLES (1974)*:

TABELA 8 - Principais fótons do  $^{241}\text{Am}$  com as respectivas energias e per-  
centagens de desintegração.

FÓTON	ENERGIA (keV)	DETETOR	PERCENTAGEM
$L_{\beta}$	11,9	Si(Li)	0,86 %
$L_{\alpha}$	13,9	Si(Li)	13,2 %
$L_{\eta\beta}$	17,8	Si(Li)/Ge(Li)	19,25 %
$L_{\gamma}$	20,8	Si(Li)/Ge(Li)	4,85 %
$\gamma_1$	23,36	Si(Li)/Ge(Li)/NaI(Tl)	2,5 %
$\gamma_2$	33,20	NaI(Tl)	0,2 %
$\gamma_3$	43,46	NaI(Tl)	0,07 %
$\gamma_5$	59,57	Si(Li)/NaI(Tl)	36 %
$\gamma_7$	99	NaI(Tl)	0,023%
$\gamma_8$	103	NaI(Tl)	0,019%
$\gamma_9$	122	NaI(Tl)	<0,002%
$\gamma_{10}$	125	NaI(Tl)	0,005%

\*Medidas coincidem com valores da AIEA em 2%.

O esquema de desintegração do  $^{241}\text{Am}$  é dado na figura 15 onde se pode observar os principais fótons considerados:

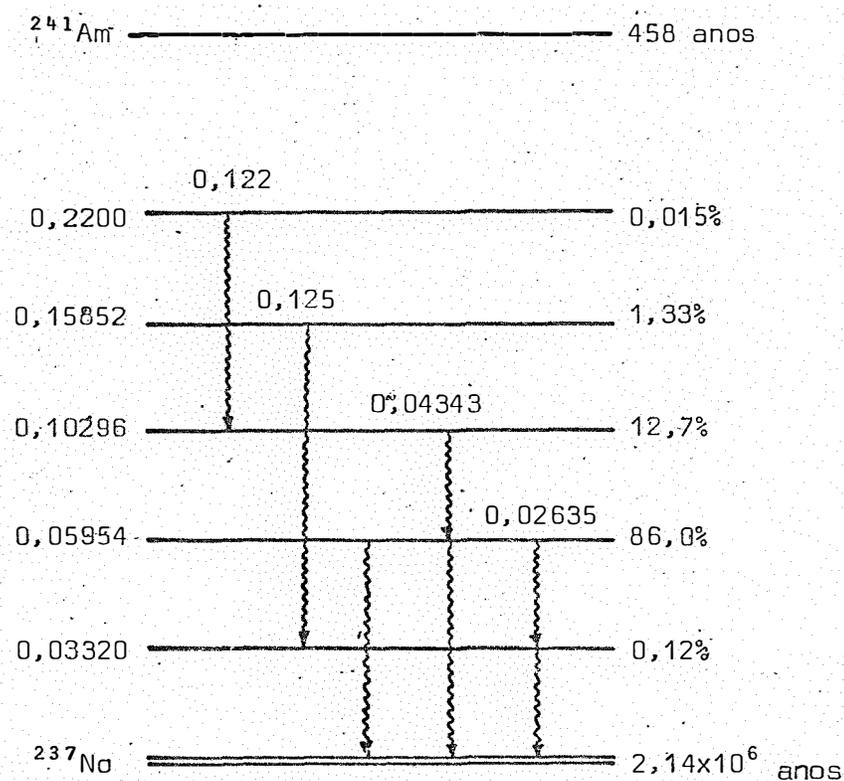


FIG. 15: Decaimento do  $^{241}\text{Am}$  com principais fótons. Esquema simplificado adaptado de *LEDERER e HOLANDER (1967)*.

### 5.1.2. Equipamento

O equipamento usado na detecção e contagem das radiações para a determinação da densidade de madeira é constituído de:

- Detetor de  $\text{NaI(Tl)}$  de (3 x 3) cm com fotomultiplicadora "Harshaw" modelo 4 0 4 - F6.
- Blindagem de Pb da "Nuclear Chicago" modelo 000.000.412.
- Scaler da "Nuclear Chicago" modelo educacional 8770.

Além desses equipamentos, que são os essenciais para as medidas de densidade, no laboratório foram utilizados os equipamentos abaixo para controle das medidas:

- a. Osciloscópio de raios catódicos "Tektronix" modelo 545-B.
- b. Fonte de voltagem "Ortec" modelo 456.
- c. Amplificador "Brasele" modelo TFI 23-06.
- d. Analisador monocanal "Hewlett-Packard" modelo 5582 A.
- e. Escalímetro/Temporizador "Hewlett-Packard" modelo 5590A.

Considerando-se o equipamento essencial de detecção, com geometria linear e colimação pobre e fonte de  $^{241}\text{Am}$ , obtiveram-se as taxas de contagens dadas na tabela 6, em uma distância de 50 cm de ar e livre de absorvedores. A taxa de contagem média foi de  $(225\ 935 \pm 1\ 068)$  CPM, com radiação de fundo da ordem de  $(430 \pm 16)$  CPM, representando assim, cerca de 0,19 % da contagem média obtida:

## 5.2. Detecção e Contagens

A precisão na determinação dos coeficientes de atenuação de massa para um material depende de dois fatores importantes: a taxa de contagem e a discriminação da energia. É necessário, então, que a largura da janela do contador não seja muito grande a fim de não prejudicar a discriminação de energia e que também não seja muito pequena a fim de não afetar as taxas de contagens. Procurando determinar o comportamento do equipamento para esse ajuste ideal, foram realizadas diversas medidas ex

perimentais com água e lâminas de madeiras, obtendo-se a informação necessária, uma vez que o detetor de cintilação usado é específico para baixas energias. Utilizando-se o detetor de cintilação considerado e um sistema monocal pode-se determinar o espectro do  $^{241}\text{Am}$  e calcular a resolução do detetor de  $\text{NaI(Tl)}$ . A figura 16 mostra as taxas de contagens obtidas para o levantamento do espectro do  $^{241}\text{Am}$ , no qual foi utilizada geometria linear, colimação na fonte e no detetor, distância do sistema fonte-detetor de cerca de 12,0 cm e abertura de janela de 0,2 V, com tempo de contagens fixado em cerca de 1,0 minuto. A resolução do sistema de detecção foi de 20 %, conforme se pode verificar na figura 16:

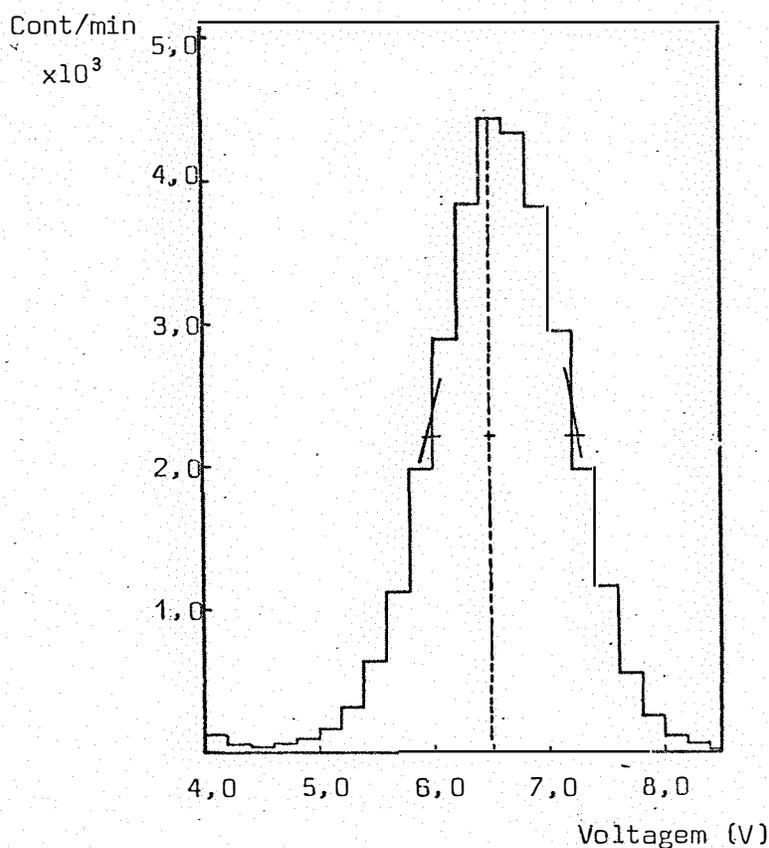


FIG. 16: Espectro do  $^{241}\text{Am}$  com sistema de boa colimação e janela de 0,2 V.

O número de fótons que atinge o detetor e o número de eventos registrados no contador de pulsos não são iguais e essas diferenças são devidas à interação da radiação com a matéria da amostra e das características eletrônicas do sistema de contagem.

Devido ao tempo morto do sistema eletrônico, um número de terminado de pulsos não é contado e se N é o número de pulsos originados no detetor, e N<sub>2</sub> é o número de pulsos que saem do discriminador inferior e se τ<sub>m</sub> é o tempo morto do sistema eletrônico, a fração de pulsos não contados será:

$$\Delta N_2 = N - N_2 = \tau_m N N_2 \dots \dots \dots (68)$$

É necessário observar, ainda, que dois ou mais pulsos podem coincidir no tempo, resultando num pulso maior que não é contado devido ao ajuste do discriminador superior. A probabilidade dessa ocorrência depende do tempo de resolução do sistema eletrônico τ<sub>R</sub> e a fração ΔN<sub>1</sub> perdida nessa coincidência será:

$$\Delta N_1 = N - N_1 = \tau_R N \left( \frac{N_1 + N_2}{2} \right) \dots \dots \dots (69)$$

A taxa de contagem R especificada no contador deve ser adicionada às perdas para dar o número total N de eventos:

$$N = R + \Delta N_1 + \Delta N_2 \dots \dots \dots (70)$$

De acordo com as equações (68) e (69), temos:

$$R = N - \tau_m N \left( \frac{N_1 + N_2}{2} \right) - \tau_R N N_2 \dots \dots \dots (71)$$

ou ainda:

$$R = N \left[ 1 - \tau_m \left( \frac{N_1 + N}{2} \right) - \tau_R N_2 \right] \dots \dots \dots (72)$$

A equação (72) nos mostra que a taxa de contagem especificada no contador é menor que o número de pulsos N formados no detetor. As causas principais dessa diferença são o tempo morto  $\tau_m$  e o tempo de resolução  $\tau_R$ . A figura 17 dada a seguir nos mostra de forma esquemática as relações entre os eventos N e a taxa de contagem R, assinalando, ainda, as contribuições do discriminador quanto aos níveis inferior e superior de discriminação e do contador com relação aos tempos morto e de resolução, que participam das relações estatísticas de contagens:

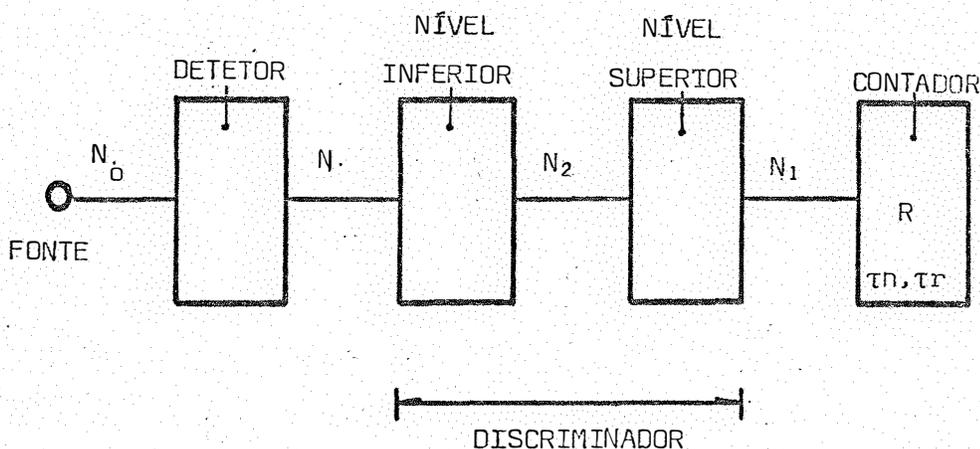


FIG. 17: Diagramas das relações entre eventos N e as taxas de contagens.

### 5.3. Espécies de madeiras estudadas

Neste trabalho foram usadas duas espécies de madeiras, tendo em vista o interesse agrícola e industrial para a produção de papel e

carvão vegetal. Ambas as amostras, de *Pinus caribaea* e *Eucalyptus grandis* foram doadas pelo Departamento de Silvicultura da Escola Superior de Agricultura "Luiz de Queiroz" e estão dadas na tabela abaixo algumas das principais características:

TABELA 9 - Características gerais das amostras de *Pinus* e *Eucalyptus* analisadas.

GEOMETRIA	ESPÉCIE	IDADE	PROCEDÊNCIA
Placas	<i>Pinus caribaea</i>	13	S. Pedro
	<i>Euc. camaldulensis</i>	65	ESALQ
Tronco	<i>Pinus caribaea</i>	13	Mogi-Guaçú
	<i>Euc. grandis</i>	6	Mogi-Guaçú

A umidade das amostras de *Pinus caribaea*, *Eucalyptus camaldulensis* e *Eucalyptus grandis*, que foram estudadas, foi determinada de acordo com a norma ABCP M2/71 que estabelece o método para determinação da umidade através de secagem em estufa a  $(105 \pm 3)^{\circ}\text{C}$  e na tabela 10:

TABELA 10 - Teores de umidade de *Pinus caribaea* e *Eucalyptus camaldulensis*.

<i>Pinus caribaea</i>		<i>Eucalyptus camaldulensis</i>	
ÚMIDO (g)	SECO (g)	ÚMIDO (g)	SECO (g)
19,7950	18,8180	55,0760	48,7930
18,9640	17,1100	55,1640	48,8440
20,0290	18,0557	54,4330	48,2600
19,6270	17,7080	66,6230	59,0630
20,0300	18,0140	54,5050	48,3240
18,8690	16,9820	54,2120	48,0110

A tabela 11 dada a seguir mostra as umidades das amostras de *Pinus caribaea* e de *Eucalyptus camaldulensis*, determinadas segundo o método do máximo teor de umidade:

TABELA 11 - Umidades médias de placas de *Pinus caribaea* e *Eucalyptus camaldulensis*.

<i>Pinus caribaea</i>	<i>Eucalyptus camaldulensis</i>
UMIDADE (%)	UMIDADE (%)
9,88	11,41
9,78	11,46
9,85	11,34
9,78	11,35
10,06	11,34
10,00	11,44
MÉDIA: 9,92 %	MÉDIA: 11,38 %

As umidades das amostras de *Pinus caribaea* e *Eucalyptus grandis*, na forma de troncos foram determinadas da mesma maneira e deram 9,09 % e 9,24 %, respectivamente.

A determinação do coeficiente de atenuação de massa para a água foi, inicialmente, realizado com um sistema colimado, e estreito considerando-se os dados constantes da tabela 12:

TABELA 12 - Dados de geometria e controle do sistema de detecção.

CARACTERÍSTICAS DO SISTEMA DE DETECÇÃO
Distância fonte-detetor: 25 cm
Janela: 4,00 V
Fotopico: 6,4 V

Os absorvedores utilizados foram caixas de madeira cujas dimensões estão especificadas na figura 18 dada a seguir e na qual se procurou medir a atenuação da amostra em diversos pontos da caixa de madeira a fim de se obter uma amostragem mais significativa das medidas:

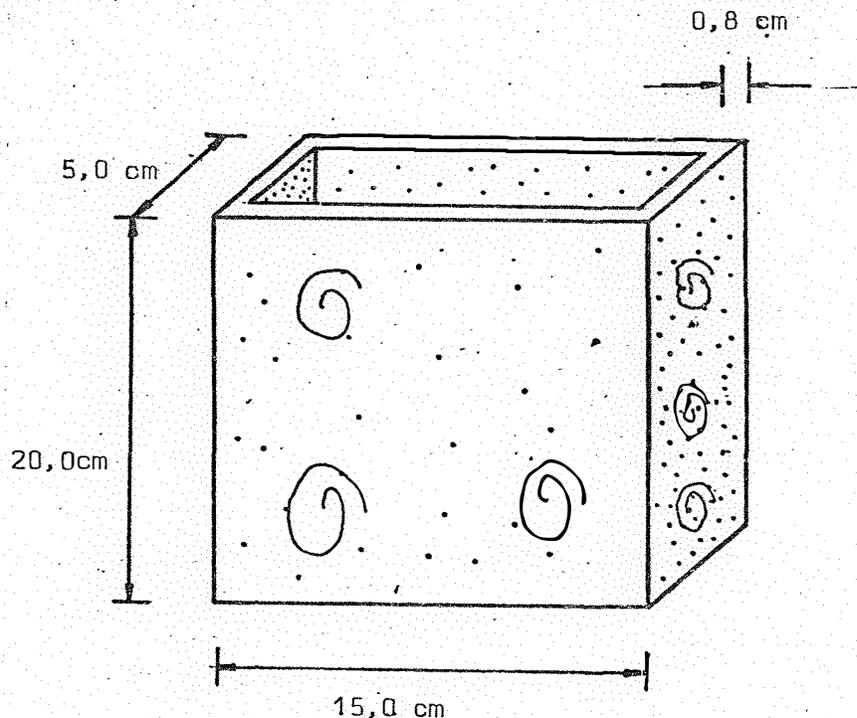


FIG. 18: Dimensões dos recipientes de madeira usados na determinação do coeficiente de atenuação de massa da água.

As medidas das intensidades dos feixes de fótons detetados foram feitas considerando-se inicialmente o sistema livre de absorvedores ( $I_{00}$ ); a seguir com um, dois, três, ..., etc. absorvedores vazios ( $I_0$ ) e finalmente com um, dois, três, etc. ... absorvedores cheios de água ( $I$ ), onde em cada caso as contagens foram consideradas em um minuto e as correções devidas ao tempo morto do sistema também foram realizadas.

Inicialmente as medidas das intensidades dos feixes de radiação  $\gamma$  foram realizadas com o sistema de feixe estreito e colimado e a

seguir com o sistema de feixe largo e pobremente colimado. Este procedimento permite determinar o acréscimo nas contagens quando se utiliza o sistema de feixe largo, devido ao aumento da espessura do absorvedor.

Uma vez conhecidos os principais fenômenos de interação da radiação com a matéria, podemos considerar um feixe largo de radiação  $\gamma$ , no qual as contagens dos fótons dos feixes de radiação emergentes dos absorvedores, são determinadas por meio da equação (20), modificada para o caso de um feixe de radiação  $\gamma$  monoenergético, de colimação pobre:

$$I(X) = B I_0 e^{- (\mu_{mad} \rho_{mad} + \mu_{ag} \theta) X} \dots \dots \dots (73)$$

onde  $B(E_0, X)$  é o fator de "Build-Up" para a energia e a geometria consideradas e os termos  $\mu_{mad}$ ,  $\rho_{mad}$ ,  $\mu_{ag}$  e  $\theta$  já foram designados anteriormente. É necessário observar que o fator de "Build-Up" aparece nesta equação como um fator de correção nas medidas devido ao espalhamento de fótons no material absorvedor e que contribui para um aumento das contagens no detector.

Os valores dos fatores de "Build-Up" para cada absorvedor considerado podem ser determinados a partir do gráfico , de acordo com os cálculos dados a seguir. É necessário, no entanto, conceituar melhor o fator de "Build-Up". De acordo com EVANS (1969), o fator de "Build-Up" é definido por:

$$B = \frac{\text{taxa de dose observada}}{\text{taxa de dose primária}} \dots \dots \dots (74)$$

ou ainda:

$$B = 1 + \frac{\text{taxa de dose de espalhamento}}{\text{taxa de dose primária}} \dots \dots \dots (75)$$

Deve-se observar que neste caso não se trata de taxas de dose, mas de intensidades de feixes de radiação. É conveniente, portanto, definir-se um fator de ganho dado pela relação abaixo:

$$G = \frac{\text{intensidade observada}}{\text{intensidade primária}} \dots \dots \dots (76)$$

onde a intensidade observada se refere à intensidade do feixe de fótons observados devido ao espalhamento no absorvedor e a intensidade primária é relativa ao feixe de fótons primários, isto é, aqueles que não sofreram absorção e espalhamento e que seriam contados no detetor. Uma vez que a intensidade de um feixe contendo  $n$  fótons de energia  $\frac{h\nu}{1}$  é dada por  $I = nh\nu$ , pode-se considerar a intensidade de cada feixe diretamente proporcional à taxa de contagem considerada. Neste caso o fator de ganho será dado por:

$$G' = \frac{\text{taxa de contagem observada}}{\text{taxa de contagem primária}} \dots \dots \dots (77)$$

onde a taxa de contagem observada é obtida, considerando-se um feixe largo de radiações  $\gamma$  e a taxa de contagem primária é obtida por meio de um feixe estreito de radiações  $\gamma$ . Assim, o fator de ganho pode ser determinado experimentalmente, de acordo com a figura 19, onde se observa a relação entre as taxas de contagens com feixe largo e feixe estreito e a espessura da amostra considerada.

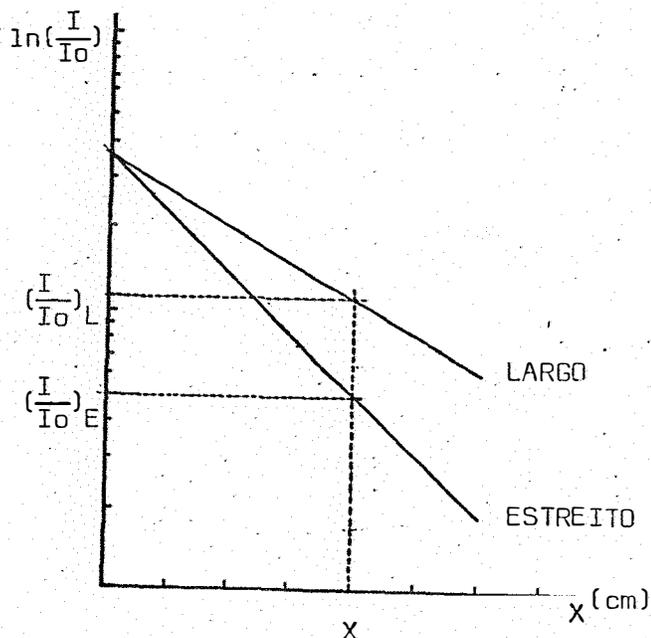


FIG. 19: Determinação do fator de ganho para um feixe largo de radiações.

Ou seja:

$$G = \frac{\left(\frac{I}{I_0}\right)_L}{\left(\frac{I}{I_0}\right)_E} \dots \dots \dots (78)$$

pois observa-se que:

$$\ln G = \ln\left(\frac{I}{I_0}\right)_L - \ln\left(\frac{I}{I_0}\right)_E \dots \dots \dots (79)$$

$$G = \frac{\left(\frac{I}{I_0}\right)_L}{\left(\frac{I}{I_0}\right)_E} \dots \dots \dots (80)$$

A equação (78) nos permite escrever a Lei de Beer-Lambert para o caso de um feixe largo de fótons:

$$G' = \frac{\left(\frac{I}{I_0}\right)_L}{\left(\frac{I}{I_0}\right)_E} \dots \dots \dots (81)$$

$$\left(\frac{I}{I_0}\right)_L = G' \left(\frac{I}{I_0}\right)_E \dots \dots \dots (82)$$

$$\left(\frac{I}{I_0}\right)_L = G' \left(\frac{I_0 e^{-\bar{\mu}_{TE} X}}{I_0}\right) \dots \dots \dots (83)$$

$$I_L = G' I_0 e^{-\bar{\mu}_{TE} X} \dots \dots \dots (84)$$

No entanto, é necessário observar-se que em virtude das ra  
diações secundárias (ou espalhadas) que atingem o detector, o coeficiente  
de atenuação de massa da equação (84) é um coeficiente aparente de atenua  
ção, em geral menor que o coeficiente de atenuação teórico. Assim, o coe  
ficiente de atenuação de massa com feixe largo será menor que o coeficien  
te de atenuação de massa com feixe estreito. A diferença entre os coefi  
cientes de atenuação de massa para os feixes estreito e largo é determina  
da pela eficiência ε do detector para fótons cuja energia é menor do que a  
energia dos fótons primários. Assim, a equação (84) é fundamentalmente re  
lativa ao feixe largo de radiações e terá a forma da equação dada abaixo:

$$I_L = G I_0 e^{-\mu_L X} \dots \dots \dots (85)$$

No entanto é necessário observar que o coeficiente de ate  
nuação de massa de uma dada amostra de madeira pode ser determinado a par  
tir do coeficiente de atenuação de massa do sistema madeira-água-ar:

$$\bar{\mu}_{sist} = \sum_{i=1}^n \bar{\mu}_i f_i \dots \dots \dots (86)$$

onde  $\bar{\mu}_i$  é o coeficiente de atenuação de massa de cada componente do sistema e  $f_i$  é a fração de massa de cada componente considerado. Assim, a equação (87) pode ser escrita em forma mais adequada:

$$\bar{\mu}_{sist} = \bar{\mu}_{mad} f_{mad} + \bar{\mu}_{ag} f_{ag} + \bar{\mu}_{ar} f_{ar} \dots \dots \dots (87)$$

$$\approx \bar{\mu}_{mad} f_{mad} + \bar{\mu}_{ag} f_{ag} \dots \dots \dots (88)$$

$$\approx \bar{\mu}_{mad} \frac{m_{mad}}{m_{sist}} + \bar{\mu}_{ag} \frac{m_{ag}}{m_{sist}} \dots \dots \dots (89)$$

Assim, a relação que dá a densidade do sistema considerado é do tipo abaixo:

$$\rho_{sist} = \frac{m_{sist}}{V_{sist}} \dots \dots \dots (90)$$

$$= \frac{m_{mad} + m_{ag} + m_{ar}}{V_{sist}} \dots \dots \dots (91)$$

$$\approx \frac{m_{mad} + m_{ag}}{V_{sist}} \dots \dots \dots (92)$$

$$\approx \frac{m_{mad}}{V_{sist}} + \frac{m_{ag}}{V_{sist}} \dots \dots \dots (93)$$

$$\approx \rho_{AP_{mad}} + \rho_{AP_{ag}} \dots \dots \dots (94)$$

onde  $\rho_{AP\ mad}$  e  $\rho_{AP\ ag}$  são as densidades aparentes da madeira e da água, respectivamente.

Densidade Básica da madeira é definida pela relação:

$$\rho_{b\ mad} = \frac{m_{mad\ A.S.}}{V_{sat}} \dots \dots \dots (95)$$

$$= \frac{m_{mad\ A.S.}}{V_{mad} + V_{ag}} \dots \dots \dots (96)$$

$$\approx \frac{m_{mad\ A.S.}}{V_{sist}} \dots \dots \dots (97)$$

a qual, de acordo com a relação (94) é a Densidade Aparente da madeira:

$$\rho_{AP\ mad} \approx \frac{m_{mad}}{V_{sist}} = \rho_{b\ mad} \dots \dots \dots (98)$$

ainda é preciso verificar que a umidade volumétrica é dada pela:

$$\theta = \frac{V_{ag}}{V_{sist}} \dots \dots \dots (99)$$

$$\theta = \frac{m_{ag}}{V_{sist}} \dots \dots \dots (100)$$

e de acordo com a relação (94) temos também que:

$$\theta = \frac{m_{ag}}{V_{sist}} = \rho_{AP\ ag} \dots \dots \dots (101)$$

Assim, a relação (89) pode, agora, ser escrita de uma for

ma mais conveniente para os objetivos propostos:

$$\bar{\mu}_{sist} \approx \bar{\mu}_{mad} \frac{m_{mad}}{m_{sist}} + \bar{\mu}_{ag} \frac{m_{ag}}{m_{sist}} \dots \dots \dots (102)$$

$$\approx \bar{\mu}_{mad} \frac{\rho_{APmad} V_{sist}}{\rho_{sist} V_{sist}} + \bar{\mu}_{ag} \frac{\rho_{APag} V_{sist}}{\rho_{sist} V_{sist}} \dots \dots \dots (103)$$

$$\approx \frac{\bar{\mu}_{mad} \rho_{APmad} + \bar{\mu}_{ag} \rho_{APag}}{\rho_{sist}} \dots \dots \dots (104)$$

$$\approx \frac{\bar{\mu}_{mad} \rho_{bmad} + \bar{\mu}_{ag} \theta}{\rho_{sist}} \dots \dots \dots (105)$$

onde  $\bar{\mu}_{mad}$ ,  $\bar{\mu}_{ag}$  são os coeficientes de atenuação de massa para madeira e água respectivamente, e  $\rho_{bmad}$ ,  $\theta$ ,  $\rho_{sist}$  são a densidade básica da madeira, a umidade volumétrica e a densidade do sistema, respectivamente.

De acordo com as equações (94), (104) e (105), a densidade básica de uma amostra de madeira pode ser determinada com sistema de detecção de feixe estreito colimado ou de feixe largo colimado, considerando-se a geometria da amostra para:

- a. Lâminas de faces paralelas.
- b. Troncos de árvores, com casca ou sem casca.

Em cada caso, a determinação da densidade básica da amostra considerada é possível quando são conhecidos o coeficiente de atenuação de massa e a densidade do sistema. O coeficiente de atenuação de massa é determinado pela Lei de Beer-Lambert e pela densidade da amostra que pode ser determinada pelo método clássico, isto é, da relação entre a massa e

o volume da mesma.

Se a geometria da amostra é mantida constante, a intensidade do feixe de radiação  $\gamma$  incidente no detetor, sem a amostra, ( $I_0$ ), também é constante. A medida de I permite determinar as características físicas da madeira, tal como a sua densidade  $\rho_{mad}$ . A fim de se obter o melhor resultado nas medidas procurou-se:

- a. Usar uma fonte de atividade adequada, com contagens superiores a 500 000/min para a distância de 25 cm da fonte ao detetor, livre de absorvedores e com feixe largo.
- b. Trabalhar com amostras de espessura ideal de corte, à altura do D.A.P. para analisar a influência de pequenas variações de espessura.

Para uma amostra de madeira na forma de lâminas de faces paralelas, a determinação da densidade do sistema pelo método clássico não apresenta dificuldades. No caso de uma amostra de madeira na forma de tronco, com casca ou sem casca é conveniente que a densidade do sistema seja determinada pela medida da massa e cálculo do volume do mesmo, como está apresentado abaixo:

O volume do tronco com casca é:

$$V_{CC} = \frac{1}{3} (A_1 + A_2 + \sqrt{A_1 A_2}) h \dots \dots \dots (106)$$

$$= \frac{1}{3} \left( \frac{\pi D_1^2}{4} + \frac{\pi D_2^2}{4} + \sqrt{\frac{\pi D_1^2}{4} \cdot \frac{\pi D_2^2}{4}} \right) h \dots \dots \dots (107)$$

$$\approx \frac{1}{3} \left( \frac{\pi D^2}{4} + \frac{\pi D^2}{4} + \sqrt{\frac{\pi D^2}{4} \cdot \frac{\pi D^2}{4}} \right) h \dots \dots \dots (108)$$

$$\approx \frac{1}{3} \left( \frac{\pi D^2}{4} + \frac{\pi D^2}{4} + \sqrt{\frac{2\pi^2 D^4}{16}} \right) h \dots \dots \dots (109)$$

$$\approx \frac{1}{3} \left( \frac{3\pi D^2}{4} \right) h \dots \dots \dots (110)$$

$$\approx \frac{\pi D^2}{4} h \dots \dots \dots (111)$$

O volume do tronco sem a casca é dado por:

$$V_{sc} \frac{1}{3} \left( \frac{\pi D'^2}{4} \right) h \dots \dots \dots (112)$$

$$\approx \frac{\pi D'^2}{4} h \dots \dots \dots (113)$$

A simplificação do cálculo do volume da amostra de tronco com casca ou sem casca é obtida tomando-se uma seção da árvore, ao nível do D.A.P. tal que os diâmetros das bases da amostra sejam aproximadamente iguais.

Para árvore em pé, a determinação da densidade do sistema é realizada com auxílio da sonda de Pressler, cujas amostras têm forma geométrica regular, isto é, cilindros retos.

Uma vez determinada a densidade do sistema, a determinação da unidade da amostra se faz necessária para o perfeito conhecimento da densidade básica da mesma.

### 5.4. Determinação dos coeficientes de atenuação

O coeficiente de atenuação de massa  $\bar{\mu}$  de um sistema é determinado a partir da Lei de Beer-Lambert (20):

$$I_L = I_0 e^{-\bar{\mu}_{\text{sist}} \rho X} \Rightarrow \bar{\mu}_{\text{sist}} = \frac{\ln\left(\frac{I_0}{I_L}\right)}{\rho X} \dots \dots \dots (114)$$

onde  $I_L$  é a contagem líquida, isto é, contagem bruta menos a radiação de fundo. A fim de obtermos um valor de  $\bar{\mu}$  dentro de um intervalo de desvio o mais conveniente possível é necessário controlarmos os desvios das medidas realizadas. Desta forma, de acordo com as características do trabalho que desenvolvemos, podemos trabalhar com duas variáveis: a densidade  $\rho$  e a espessura  $X$ , nos seguintes casos:

- a. Espessura ( $x$ ) variável, densidade ( $\rho$ ) constante
- b. Espessura ( $x$ ) constante, densidade ( $\rho$ ) variável
- c. Espessura ( $x$ ) variável, densidade ( $\rho$ ) variável

Embora em nosso trabalho a alternativa mais adequada seja a última, o valor médio da densidade para as amostras analisadas com sistema de detecção colimado de feixe largo nos leva a trabalhar com a primeira hipótese, isto é, com espessura variável e densidade constante. No entanto, é necessário observarmos que para dada contagem realizada é preciso aplicar a correção de tempo morto. A equação (72) pode ser simplificada se considerarmos que os eventos separados por um intervalo de tempo menor que o tempo morto  $\tau$  do sistema de detecção, e não detetados, também produzem um tempo morto igual a  $\tau$  e assim o tempo morto que segue cada evento

detetado é maior e dado por:

$$R' = R [P(N)] \dots \dots \dots (115)$$

onde R' é a taxa de contagem registrada no contador considerado, R a taxa de contagem de um contador idêntico de tempo morto nulo, e P(N) a distribuição de probabilidade de Poisson. Assim, desenvolvendo a relação (115) acima, temos:

$$R' = R \frac{(R't)^N}{N!} e^{-(R't)} \dots \dots \dots (116)$$

$$= R \frac{(R'\tau)^0}{0!} e^{-(R'\tau)} \dots \dots \dots (117)$$

$$= R e^{-(R'\tau)} \dots \dots \dots (118)$$

$$= R \left( 1 - R'\tau + \frac{R'^2\tau^2}{2} - \dots \right) \dots \dots \dots (119)$$

$$= R (1 - R'\tau) \dots \dots \dots (120)$$

pois τ é muito pequeno e é suficiente considerar-se apenas os dois primeiros termos da série. Então, se considerarmos que I ≈ R, teremos:

$$R = \frac{R'}{(1 - R'\tau)} \dots \dots \dots (121)$$

ou ainda:

$$I = \frac{R'}{(1 - \tau R')} \dots \dots \dots (122)$$

Assim, os valores de I são corrigidos de acordo com a equação (122) e os valores do coeficiente de atenuação de massa  $\bar{\mu}$  são obtidos

da Lei de Beer-Lambert. Calculamos, a seguir, os valores médios e os desvios padrões dos valores obtidos para  $\bar{\mu}$  dos materiais analisados.

### 5.5. Cálculo dos coeficientes de atenuação de massa teóricos

O coeficiente de atenuação de massa  $\bar{\mu}$  de uma mistura pode ser determinado quando são conhecidos os coeficientes de atenuação de massa de cada constituinte da mistura. Se a mistura é constituída de N elementos diferentes, cujos coeficientes de atenuação de massa são  $\bar{\mu}_1, \bar{\mu}_2, \dots, \bar{\mu}_n$  e cujas frações de massa são  $m_1, m_2, \dots, m_n$ , o coeficiente de atenuação de massa da mistura será dado, de acordo com EVANS (1955), pela relação abaixo:

$$\bar{\mu} = \bar{\mu}_1 m_1 + \bar{\mu}_2 m_2 + \dots + \bar{\mu}_n m_n \dots \dots \dots (123)$$

ou ainda:

$$\bar{\mu} = \sum_{i=1}^n \bar{\mu}_i m_i \dots \dots \dots (124)$$

onde temos que:

$$\sum_{i=1}^n m_i = 1 \dots \dots \dots (125)$$

Observamos, portanto, que o coeficiente de atenuação de massa de uma mistura depende dos coeficientes de atenuação de massa e da fração de massa de cada elemento da mistura. Assim, é possível calcularmos o coeficiente de atenuação de massa de uma determinada espécie de ma

deira conhecendo-se a sua constituição química e os valores teóricos dos coeficientes de atenuação de massa dos elementos considerados. A tabela 13 dada abaixo mostra a análise química das espécies de madeiras usadas como amostra nos trabalhos realizados:

TABELA 13 - Composição química quantitativa média de espécies de madeiras usadas em testes de laboratório.

GEOMETRIA	ESPÉCIE	CELULOSE	HEMICELULOSE	LIGNINA
Placas	<i>P. caribaea</i>	50%	12%	27%
	<i>E. camaldulensis</i>	52%	12%	26%
Tronco	<i>P. caribaea</i>	56%	8%	25%
	<i>E. grandis</i>	53%	17%	23%

A tabela 14 dada a seguir, adaptada de *DAVISSON (1955)* nos dá os valores teóricos dos coeficientes de atenuação total de diversos elementos:

TABELA 14 - Coeficientes de atenuação de massa totais para diversos elementos (*DAVISSON, 1955*).

ELEMENTO	ENERGIA (keV)	$\mu$ (cm <sup>2</sup> /g)
H	60	0,326
C	-	0,179
O	-	0,190
N	-	0,181
P	-	0,347
K	-	0,557
S	-	0,404
Mg	-	0,257
Fe	-	1,20
Ca	-	0,646
Mn	-	1,07
B	-	0,158
Cu	-	1,56
Mo	-	4,16
Cl	-	0,434
Na	-	0,227
Si	-	0,219

## 5.6. Determinação da densidade

### 5.6.1. Metodologia

A determinação de densidade de madeira utilizando-se radiação  $\gamma$  de baixa energia, colimada, é realizada observando-se os seguintes passos:

- a. Determinação do coeficiente de atenuação de massa da água para a energia de 60 keV, utilizando-se recipientes retangulares de madeira, conforme descrito em 5.1.3.
- b. Contagem do  $I_0$ , que é feita por 1 min com o feixe de 60 keV atravessando os recipientes de madeira vazios.
- c. Contagem de  $I$  que é realizada com o recipiente contendo água, durante 1 min, usando a geometria colimada de feixe estreito e de feixe largo.
- d. Determinação dos coeficientes de atenuação de massa para as espécies de madeira utilizadas, para a energia de 60 keV, utilizando-se placas retangulares de madeira, que são colocadas perpendicularmente ao feixe, juxtapondo-as e contando-se por um minuto.

- e. Determinação dos coeficientes de atenuação de massa para as espécies de madeira utilizadas para a energia de 60 keV, usando-se troncos com casca e sem casca, expostos ao feixe de radiação e contando-se por 1 minuto.
- f. Todas as contagens são realizadas com o mínimo de 20 (vinte) repetições e calculam-se os valores médios e os desvios que são utilizados na equação de Beer-Lambert para a determinação dos coeficientes de atenuação de massa e das densidades das espécies de madeira analisadas.

#### 5.6.2. Precisão para densidade

A precisão do método de atenuação de radiação  $\gamma$  de baixa energia na medida de densidade de madeira depende, conforme visto em 4.1.4, das estatísticas de contagem, uma vez que o processo de desintegração nuclear é casualizado. No entanto, há fatores de geometria e de energia que também influem nas contagens. A fim de testarmos o método, foram utilizadas diversas espécies de madeira com formatos diferentes, num total de 4 (quatro) amostras, duas na forma de placas retangulares e duas na forma de troncos. Em cada caso foram realizadas contagens em pontos diferentes das amostras, de 5 a 6 pontos com um mínimo de 20 (vinte) repetições por ponto. Assim, foram calculadas as densidades para cada amostra e a umidade de cada uma foi determinada pelo método do máximo teor de umidade. A seguir, as densidades foram calculadas determinando-se a massa das amostras em balanças analíticas de precisão 0,01 g e o volume com paquímetros de precisão 0,01 mm. As densidades calculadas por meio dos dois métodos

foram, então, correlacionadas estatisticamente.

### 5.6.3. Aplicações do método

A metodologia desenvolvida neste trabalho apresenta diversas aplicações para estudos de laboratório e "in situ", conforme podemos verificar pelos estudos realizados abaixo:

#### 5.6.3.1. Determinação de densidade básica de árvores em pé

Uma importante aplicação da metodologia desenvolvida para a determinação de densidade básica de madeira por atenuação de radiação  $\gamma$  de baixa energia é a da determinação da densidade básica da árvore em pé, uma vez que o conhecimento desse parâmetro traz importantes informações quanto a idade adulta de corte para a fabricação de papel, celulose, carvão vegetal, seleção de árvores para indústrias de madeira, etc.

A fim de determinarmos a densidade básica da árvore em pé, montamos um sistema portátil de detecção constituído de:

1. Uma fonte de  $^{241}\text{Am}$  de atividade 100 mCi, 60 keV com blindagem de chumbo.
2. Um detetor de  $\text{NaI(Tl)}$  de (3x3) cm, com fotomultiplicadora "Harshaw" modelo 4D4-F6.
3. Blindagem de chumbo da "Nuclear Chicago".
4. Escalímetro da "Nuclear Chicago", modelo educacional 8770.

5. Um suporte para o sistema fonte-detetor, com recursos de alinhamento e nivelamento.
6. Uma fonte de voltagem de 110 V, portátil.

Uma vez montado o sistema de detecção no campo, providenciamos o nivelamento do mesmo e iniciamos o processo de contagem liberando a fonte que se encontra blindada. A contagem é realizada através do escalímetro por um tempo de 1 (um) minuto, livre de absorvedor e depois de vários diâmetros à altura do D.A.P. da árvore que está sendo analisada. Após 20 (vinte) determinações ao longo de cada diâmetro, calculamos a média e o desvio padrão. Determinamos, a seguir, a umidade da árvore, retirando-se uma amostra da mesma com auxílio de uma sonda de Pressler e calculando a umidade pelo método do teor máximo de umidade e a densidade do sistema. Os dados coletados nos permitem, com auxílio da Lei de Beer-Lambert, a determinação da densidade básica da árvore analisada. A figura 20 dada a seguir nos dá uma idéia do sistema de detecção:

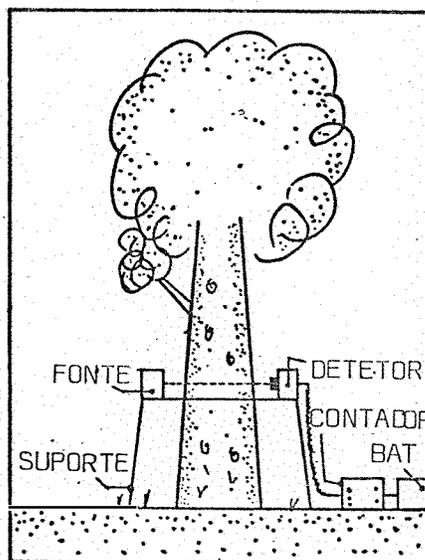


FIG. 20: Montagem do sistema de detecção para determinação da densidade básica de madeira em pé.

### 5.6.3.2. Detecção de defeitos em madeira

A detecção de defeitos internos de árvores em pé e de madeiras em geral, por meio de um método não destrutivo tem sido uma preocupação constante de engenheiros e pesquisadores. Os primeiros estudos nesse sentido foram realizados por *MALOY e WILSEY (1930)* que utilizaram os Raios-X para testes não destrutivos de árvores em pé. No entanto, devido ao uso de colimadores de chumbo, tornava-se impossível transportar o sistema para trabalho de campo. *ZUCKER (1940)*, desenvolveu um sistema similar de Raios-X, utilizando-se de transporte motorizado para inspeção de postes em rodovias.

*MADISON (1956)* e *Mc NARB (1956)* desenvolveram uma unidade portátil de Raios-X, utilizando como fonte de geração uma unidade de Th.

A Comissão de Florestas de Nova Gales do Sul, da Austrália (1955) e *IISUKA (1956)* usaram radioisótopos a fim de determinar defeitos em madeira utilizando-se de detetores eletrônicos.

Novos métodos para detecção de defeitos em madeiras tem sido estudados pelo Departamento de Zoologia e Entomologia da Universidade Estadual de Ohio (1960). Nesta metodologia que está sendo apresentada, procura-se explorar as possibilidades de detecção de defeitos em madeira por atenuação de radiação  $\gamma$ , de um feixe colimado e largo.

Na detecção de defeitos internos de árvores em pé é necessário verificar, inicialmente, se a madeira é suficientemente uniforme a fim de que a sua densidade possa ser determinada por atenuação de radiação  $\gamma$ .

Desta forma, uma fonte radioativa de  $^{241}\text{Am}$  foi colocada em uma blindagem de chumbo à distância de 25 cm de um detetor de cristal de  $\text{NaI(Tl)}$  de 4" x 1" e o sistema foi colimado por meio de trilhos de perfil H, de alumínio, no qual foi colocada uma escala milimetrada de 50 cm com escalas inversas. O sistema de detecção foi calibrado para o  $^{241}\text{Am}$  e a seguir foram medidos os feixes de radiação sem absorvedores e com uma, duas, três, ... etc. lâminas de *Pinus caribaea*. As determinações das contagens foram colocadas num gráfico semi-log e a curva de atenuação foi linear, indicando que as espécies atômicas que constituíam a estrutura da madeira considerada eram consistentes por toda a amostra. A experiência foi repetida para lâminas de *Eucalyptus camaldulensis* e outra curva linear de atenuação no gráfico semi-log foi obtida, indicando a consistência atômica do absorvedor. Assim, se uma inconsistência na madeira for observada pela atenuação da radiação  $\gamma$ , ela pode ser considerada como um defeito na madeira.

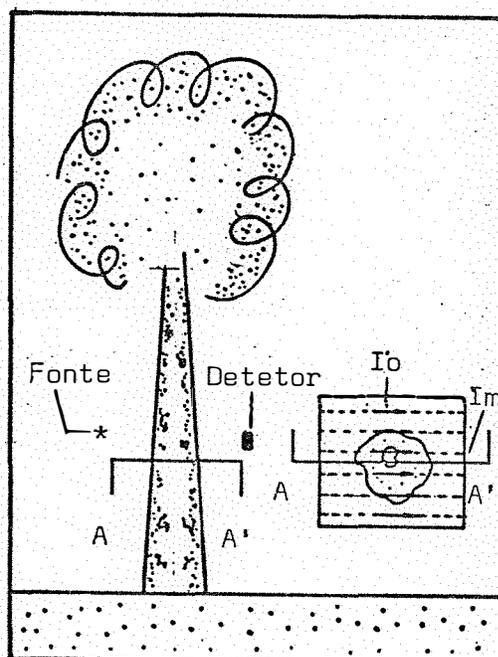


FIG. 21: Esquema da montagem do sistema de detecção de defeitos internos de madeira em pé.

## 6. RESULTADOS E DISCUSSÃO

### 6.1. Coeficientes de atenuação

#### 6.1.1. Para madeira e água

De acordo com a metodologia em 5.4. foram determinados os coeficientes de atenuação de massa para as 3 (três) espécies de madeira consideradas na tabela 15 dada a seguir, a qual apresenta ainda os desvios padrões daqueles coeficientes e o número de determinações usadas em cada caso:

TABELA 15 - Coeficientes de atenuação de massa para as amostras de madeira utilizada na determinação da densidade básica das mesmas, com sistema de feixe largo.

GEOMETRIA	ESPÉCIE	IDADE	COEF. ATEN.	DESVIO	DET.
	<i>E. camaldulensis</i>	65	0,2117	0,013	30
Placa	<i>P. caribaea</i>	15	0,1986	0,0090	30
	<i>E. grandis</i> sc	6	0,1928	0,0003	20
	<i>E. grandis</i> cc	6	0,1880	0,0014	20
Tronco	<i>P. caribaea</i> sc	13	0,1953	0,0004	20
	<i>P. caribaea</i> cc	13	0,2029	0,0004	20
	Água	-	0,1955	0,0060	20

A melhor espessura para as radiações de 60 keV do  $^{241}\text{Am}$  pode ser obtida da expressão abaixo:

$$\bar{X} = \frac{2}{\bar{\mu}_{\text{MAD}} \rho_{\text{MAD}}^b + \bar{\mu}_{\text{AG}} \theta} \dots \dots \dots (126)$$

Para o sistema de detecção de feixe colimado e largo, os valores experimentais obtidos para *Pinus caribaea* e *Eucalyptus camaldulensis* estão dados abaixo:

TABELA 16 - Coeficientes de atenuação de massa, densidades básicas e umidade para lâminas de *Pinus caribaea* e *Eucalyptus camaldulensis*.

Variável	<i>P. caribaea</i>	<i>E. camaldulensis</i>	Água
$\bar{\mu}$ (cm <sup>2</sup> /g)	0,1986	0,2117	0,1955
$\rho$ (g/cm <sup>3</sup> )	0,4055	0,7896	1,0000
UMID.	10%	11%	100%

As espessuras ideais para as amostras de madeiras consideradas são dadas por:

$$\bar{X}_1 = 22,47 \quad (\text{Pinus caribaea})$$

$$\bar{X}_2 = 10,86 \quad (\text{Eucalyptus camaldulensis}) \dots \dots \dots (127)$$

Verifica-se, neste caso, que a espessura ideal de trabalho para o *Eucalyptus camaldulensis* é menor que a espessura ideal para *Pinus caribaea*, uma vez que a densidade maior de *Eucalyptus camaldulensis* atenua mais a radiação  $\gamma$  incidente.

Para as amostras de madeira na forma de troncos de *Pinus caribaea* e *Eucalyptus grandis*, que foram secos ao ar e para os quais se repetiram os procedimentos para a determinação dos coeficientes de atenuação de massa e de densidade básica, com casca e sem casca, os dados obtidos estão na tabela abaixo:

TABELA 17 Coeficientes de atenuação de massa, densidades básicas e umidade de troncos de *P. caribaea* e *E. grandis*.

Variável	<i>P. caribaea</i>		<i>E. grandis</i>		Água
	c/casca	s/casca	c/casca	s/casca	
$\bar{\mu}$ (cm <sup>2</sup> /g)	0,2023	0,1954	0,1890	0,1929	0,1955
$\rho$ (g/cm <sup>3</sup> )	0,4425	0,4402	0,5706	0,5633	1,0000
UMID.	10%		11%		100%

As espessuras ideais para os troncos de madeira considerados são dadas pela equação (163) e especificadas abaixo:

$$\bar{X}_{3_{CC}} = 18,34 \text{ cm } (\text{P. caribaea})$$

$$\bar{X}_{4_{CC}} = 15,46 \text{ cm } (\text{E. grandis}) \dots \dots \dots (128)$$

### 6.1.2. Valores teóricos

Os valores teóricos dos coeficientes de atenuação de massa

de madeira foram calculados de acordo com a teoria dada em 5.5., a partir da tabela 14 adaptada de *DAVISSON (1955)*. A tabela 18 dada a seguir apresenta os dados teóricos e os experimentais para as madeiras analisadas, na forma de placas e de troncos com o sistema colimado de feixe largo.

TABELA 18 - Coeficientes de atenuação de massa teórico e experimental para as amostras de madeira analisadas.

GEOMETRIA	ESPÉCIE DE MADEIRA	$\bar{\mu}_t$ (cm <sup>2</sup> /g)	$\bar{\mu}_E$ (cm <sup>2</sup> /g)
Placa	<i>E. camaldulensis</i>	0,1909	0,2153
	<i>P. caribaea</i>	0,1852	0,1986
	<i>E. grandis</i>	0,1805	0,1928
	<i>E. grandis</i>	0,1777	0,1880
Tronco	<i>P. caribaea</i>	0,1843	0,1953
	<i>P. caribaea</i>	0,1814	0,2029

Pode-se verificar da tabela 18 que os coeficientes de atenuação de massa experimentais das amostras analisadas são maiores que os coeficientes de atenuação de massa teóricos para as mesmas, uma vez que na determinação destes coeficientes não são considerados os fatores de geometria que apresentam contribuições para o acréscimo de contagens no detetor.

O coeficiente de atenuação de massa teórico é a soma dos componentes Rayleigh, fotoelétrico e Compton e os valores calculados estão dados na tabela 19 dada a seguir, quer para as amostras sob forma de placas, quer sob a forma de troncos com casca e sem casca, onde se pode verificar a ordem de grandeza da contribuição de cada componente considerado para cada geometria estudada. Deve-se notar a influenciada da casca da madeira em cada um dos componentes do coeficiente de atenuação de massa da amostra considerada nas análises realizadas.

TABELA 19 - Componentes dos coeficientes de atenuação de massa teóricos das amostras de madeira analisada.

GEOMETRIA	ESPÉCIE DE MADEIRA	RAYLEIGH (cm <sup>2</sup> /g)	FOTOELÉTRICO (cm <sup>2</sup> /g)	COMPTON (cm <sup>2</sup> /g)
Placa	<i>E. camaldulensis</i>	0,02289	0,03712	0,13080
	<i>P. caribaea</i>	0,02264	0,03476	0,12779
	<i>E. grandis</i> sc	0,01273	0,03686	0,13089
	<i>E. grandis</i> cc	0,03231	0,06747	0,24022
Tronco	<i>P. caribaea</i> sc	0,02216	0,03607	0,12602
	<i>P. caribaea</i> cc	0,04216	0,09907	0,23841

Observa-se que o componente predominante é o Compton e o valor teórico calculado fundamenta-se na hipótese que todo espalhamento Compton desvia um fóton do feixe incidente. No entanto, é possível que um fóton alcance o detetor após vários espalhamentos Rayleigh ou Compton. Os fótons que alcançam o detetor após eventos Rayleigh ou Compton e que têm energia que está dentro do intervalo de resolução do sistema de medição, serão detectados. Estes fótons aumentam a taxa de contagem  $I$  no detetor e diminuem o valor do coeficiente de atenuação de massa  $\bar{\mu}_{\text{teor}}$  em relação ao coeficiente de atenuação de massa  $\bar{\mu}_{\text{exp}}$ .

A probabilidade de um fóton alcançar o detetor com suficiente energia e ser detetado é ilustrado na Figura 22 dada a seguir, onde se observa o nível de energia do fóton espalhado em função do ângulo de espalhamento do mesmo, e na qual se verifica que para ângulos à partir de 20°, aproximadamente, a relação entre energia de espalhamento e ângulo de espalhamento é linear para as variações de energia consideradas.

Fração de Energia  
para Fóton Espalhado

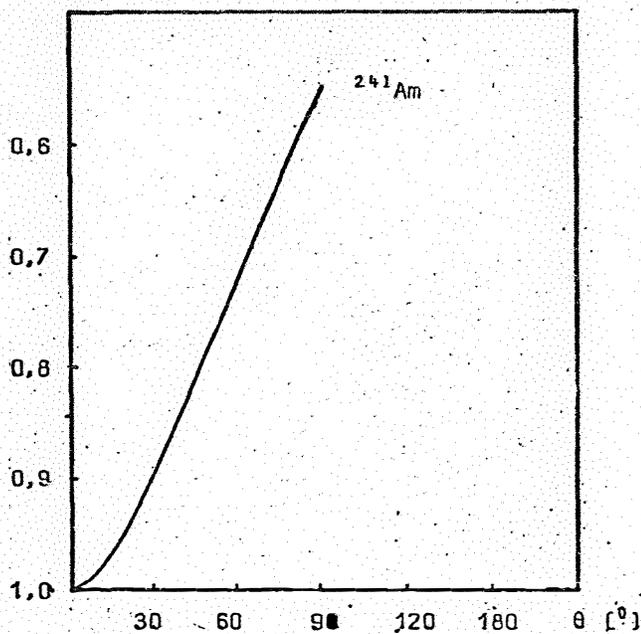


FIG. 22: Fração de energia perdida no efeito Compton em função do ângulo de espalhamento (GROENEVELT, 1969)

A probabilidade de espalhamento Compton é dada em função do ângulo de espalhamento na Figura 23, onde a probabilidade está em função da seção de choque por elétron considerado:

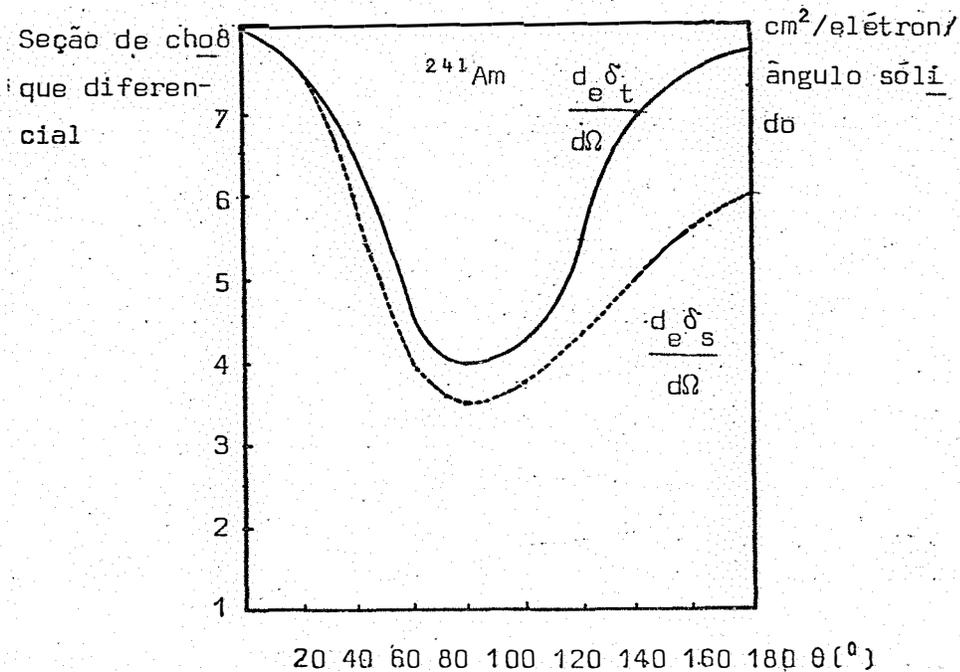


FIG. 23: Seção de choque vs. ângulo de espalhamento para o efeito Compton (GROENEVELT, 1969)

Os coeficientes de atenuação de massa de troncos de *Pinus caribaea* e *Eucalyptus grandis* com casca e sem casca, experimentais, podem ser comparados com o coeficiente de atenuação de massa teóricos dessas amostras, aplicando-se na análise estatística dos dados, o teste t. A tabela 20 dada abaixo mostra os coeficientes de atenuação de massa para *Pinus caribaea* com casca e sistema de detecção de feixe largo.

TABELA 20 - Coeficientes de atenuação de massa para tronco de *Pinus caribaea* com casca.

CALCULADO	EXPERIMENTAL
0,18140	0,20186
	0,20232
	0,20196
	0,20257
	0,20225
	0,20256
	0,20264
	0,20170
	0,20224
	0,20226
	0,20234
	0,20227

Admitindo-se como hipótese inicial  $H_0$  que o coeficiente de atenuação de massa experimental difere significativamente do coeficiente de atenuação de massa calculado e aplicar o teste t:

$$t_{PC} = \frac{|\bar{Y}_{exp} - X_{teor}|}{\sqrt{V(\bar{Y})}} \dots \dots \dots (129)$$

$$\approx \frac{|0,20225 - 0,18140|}{0,0002865} \approx 72,77^{**} \dots \dots \dots (130)$$

Observa-se, pois, que há diferença estatisticamente significativa entre os coeficientes de atenuação de massa experimental e o calculado.

Desenvolvendo o mesmo tipo de cálculo, podemos determinar o coeficiente de atenuação de massa para o sistema *Pinus caribaea* sem casca e aplicar o teste t:

TABELA 21 - Coeficientes de atenuação de massa do sistema *Pinus caribaea* com feixe largo e colimado, sem casca.

COEFICIENTES DE ATENUAÇÃO DE MASSA DE <i>Pinus caribaea</i>	
CALCULADO	EXPERIMENTAL
0,18425	0,19509
	0,19587
	0,19561
	0,19548
	0,19562
	0,19512
	0,19513
	0,19497
	0,19527
	0,19557
	0,19562
	0,19550

Admitindo-se como hipótese inicial  $H_0$  que o coeficiente de atenuação de massa experimental difere significativamente do coeficiente

de atenuação de massa calculado, o teste t nos dá:

$$t_{PL} = \frac{|\bar{Y}_{exp} - X_{teor}|}{\sqrt{V(\bar{Y})}} \dots \dots \dots (131)$$

$$\approx \frac{|0,19540 - 0,18425|}{0,0002789} = 39,96^{**} \dots \dots \dots (132)$$

A diferença entre os coeficientes de atenuação de massa experimental e calculado é estatisticamente significativa e este fato se deve a que o valor de  $\bar{\mu}_{teórico}$  não leva em consideração a geometria do problema.

O mesmo procedimento de cálculo pode ser utilizado na determinação do coeficiente de atenuação de massa para um tronco de *Eucalyptus grandis* com casca e sem casca e sistema de detecção colimado de feixe largo.

O coeficiente de atenuação de massa da amostra de *Eucalyptus grandis* com casca e sistema de detecção colimado de feixe largo é dado na tabela (22), onde se pode observar o valor teórico calculado do coeficiente de atenuação de massa do sistema acima assinalado e um conjunto de coeficientes de atenuação de massa experimentais que são comparados entre si pelo teste "t", a fim de se verificar se existem diferenças estatisticamente significativas entre os mesmos, conforme se pode observar na análise apresentada a seguir:

TABELA 22 - Coeficientes de atenuação de massa de sistema *Eucalyptus grandis* com casca com sistema colimado de feixe largo.

COEFICIENTES DE ATENUAÇÃO DE MASSA DE <i>E. grandis</i>	
CALCULADO	EXPERIMENTAL
0,1777	0,18978
	0,19009
	0,19021
	0,18792
	0,18783
	0,18855
	0,18883
	0,18873
	0,18882
	0,18893
	0,18910
	0,18879

Admitindo-se como hipótese inicial  $H_0$  que o coeficiente de atenuação de massa experimental difere estatisticamente do coeficiente de atenuação de massa calculado para a amostra de *Eucalyptus grandis* com sistema de detecção colimado de feixe largo, temos:

$$t_{EG} = \frac{|\bar{Y}_{exp} - X_{teor}|}{\sqrt{V(\bar{Y})}} \dots \dots \dots (133)$$

$$\approx \frac{|0,1890 - 0,1777|}{0,0007494} \approx 15,08^{**} \dots \dots \dots (134)$$

Observa-se que o coeficiente de atenuação de massa experimental difere estatisticamente do coeficiente de atenuação de massa calculado.

lado da amostra de *Eucalyptus grandis* com casca e sistema de detecção colimado de feixe largo.

O coeficiente de atenuação de massa de amostra de *Eucalyptus grandis* sem casca com sistema de detecção colimado de feixe largo é apresentado na tabela 23 dada a seguir:

TABELA 23 - Coeficientes de atenuação de massa de *Eucalyptus grandis* sem casca com sistema colimado de feixe largo.

COEFICIENTES DE ATENUAÇÃO DE MASSA DE <i>E. grandis</i>	
CALCULADO	EXPERIMENTAL
0,18047	0,19329
	0,19316
	0,19323
	0,19293
	0,19307
	0,19312
	0,19293
	0,19247
	0,19263
	0,19278
	0,19254
	0,19253

Admitindo-se como hipótese inicial  $H_0$  que o coeficiente de atenuação de massa experimental para *Eucalyptus grandis* difere significativamente do coeficiente de atenuação de massa calculado, o teste  $t$  nos dá:

$$t_{EG} = \frac{|\bar{Y}_{exp} - X_{teor}|}{\sqrt{V(\bar{Y})}} \dots \dots \dots (135)$$

$$\approx \frac{|0,19289 - 0,18047|}{0,0002931} \approx 42,37^{**} \dots \dots \dots (136)$$

Verifica-se que o coeficiente de atenuação de massa experimental do sistema *Eucalyptus grandis* difere significativamente do coeficiente de atenuação de massa calculado.

Os valores teóricos dos coeficientes de atenuação de massa para os componentes da madeira, que estamos considerando neste trabalho estão apresentados na tabela 24 dada abaixo:

TABELA 24 - Coeficientes de atenuação de massa teóricos para os principais componentes da madeira, com energia de 60 keV.

ESPÉCIE	CELU- LOSE (cm <sup>2</sup> /g)	LIGNINA (cm <sup>2</sup> /g)	HEMICE- LULOSE (cm <sup>2</sup> /g)	ÁGUA (cm <sup>2</sup> /g)
<i>P. caribaea</i> - placa	0,0906	0,0473	0,0217	0,0256
<i>E. camaldulensis</i> - placa	0,0942	0,0487	0,0217	0,0263
<i>P. caribaea</i> - tronco <sub>SC</sub>	0,1015	0,0468	0,0144	0,0215
<i>P. caribaea</i> - tronco <sub>CC</sub>	0,0999	0,0449	0,0150	0,0218
<i>E. grandis</i> - tronco <sub>SC</sub>	0,0960	0,0431	0,0307	0,0263
<i>E. grandis</i> - tronco <sub>CC</sub>	0,0941	0,0413	0,0305	0,253

## 6.2. Densidade básica

A determinação da densidade básica das 3 (três) espécies de madeira analisadas foram realizadas de acordo com o procedimento des-

crito em 5.6.1. e estão dadas na tabela 25 apresentada a seguir, na qual as amostras sob forma de tronco são dadas com casca e sem casca:

TABELA 25 - Densidades básicas de amostras de *Pinus* e *Eucalyptus* analisadas com sistema colimado de feixe largo.

ESPÉCIE	IDADE	DENS. BÁSICA	DESVIDO	DET.
<i>E. camaldulensis</i>	65	0,7896	0,0001	30
<i>P. caribaea</i>	15	0,4055	0,0001	30
<i>E. grandis</i> sc	6	0,5673	0,0001	20
<i>E. grandis</i> cc	6	0,5706	0,0001	20
<i>P. caribaea</i> sc	13	0,4402	0,0001	20
<i>P. caribaea</i> cc	13	0,4425	0,0001	20

Pode-se observar da tabela acima que a densidade básica de *Pinus caribaea* e *Eucalyptus grandis* com casca e sem casca tem valores muito próximos, indicando a possibilidade de aproveitamento integral da árvore na produção de celulose e papel, o que certamente redundará na economia de mão de obra. É necessário, no entanto, observarem-se os aspectos físico-químicos da destilação da madeira com casca, para a produção de celulose e papel, uma vez que a composição química da casca das amostras analisadas é semelhante à composição química da madeira, podendo ocorrer pequenas oscilações nas percentagens de celulose, hemicelulose, lignina e água, além dos extrativos que não estamos considerando neste estudo.

*BROWNING (1963)* assinala que o conteúdo de celulose na casca é menor que na madeira mas que há um teor maior de hemicelulose e substâncias pécnicas na casca que na madeira, observando que parece haver di-

ferenças entre a estrutura e a composição da casca em relação a madeira.

*BARRICHELO e BRITO (1976)* observam que "na produção de celulose à partir da casca isolada ou em mistura com a madeira, conquanto tenha já sido estudada para algumas espécies, carece de maiores pesquisas para o caso do *Eucalyptus*. Dessa maneira, todos os fatores considerados influenciando a produção de celulose deveriam ser encarados, pois, potencialmente a casca representa para algumas espécies uma fonte adicional de matéria prima".

A tabela 26 apresenta a composição química de algumas espécies de *Eucalyptus*:

TABELA 26 - Composição química aproximada de cascas de *Eucalyptus* brasileiros (adaptada de *BARRICHELO, 1976*).

ESPÉCIES	IDADE (anos)	CELULOSE (%)	LIGNINA (%)	HEMICELULOSE (%)
<i>E. salina</i>	5	40	11	13
<i>E. alba</i>	7	41	19	14
<i>E. grandis</i>	5	40	11	14
<i>E. citriodora</i>	5	44	16	22

As densidades dos troncos de *Pinus caribaea* e *Eucalyptus grandis* com casca e sem casca, experimentais, podem ser comparadas com as densidades calculadas, através de análise estatística, utilizando-se o teste  $t$ , dado a seguir.

A tabela 27 nos dá os valores das densidades calculada e experimental pela aplicação da equação (84):

TABELA 27 - Densidade do sistema *Pinus caribaea* com casca.

DENSIDADES DO SISTEMA <i>Pinus caribaea</i>	
CALCULADA	EXPERIMENTAL
0,4866	0,48668
	0,48668
	0,48668
	0,48669
	0,48670
	0,48668
	0,48670
	0,48670
	0,48668
	0,48669
	0,48669
	0,48668

Admitindo-se como hipótese inicial  $H_0$  que a densidade experimental do sistema não difere significativamente da densidade calculada, o teste  $t$  nos dará:

$$t_{PC} = \frac{|\bar{Y}_{exp} - X_{teor}|}{\sqrt{V(\bar{Y})}} \dots \dots \dots (137)$$

$$\approx \frac{|0,4866 - 0,48669|}{0,0000087} \approx 10,34^{**} \dots \dots \dots (138)$$

Observa-se que não há diferença significativa entre a densidade calculada e a densidade experimental do sistema.

A tabela 27 nos permite calcular a densidade básica do tronco de *Pinus caribaea* com casca através da equação (94) e construir a

tabela 28 aplicando na análise da mesma o teste t:

TABELA 28 - Densidades básicas de um tronco de *Pinus caribaea* com casca.

DENSIDADES BÁSICAS DE <i>Pinus caribaea</i>	
CALCULADA	EXPERIMENTAL
0,4425	0,44244
	0,44244
	0,44244
	0,44245
	0,44245
	0,44244
	0,44245
	0,44245
	0,44244
	0,44245
	0,44245
	0,44244
	0,44245
	0,44244

Admitindo-se como hipótese inicial  $H_0$  que a densidade básica experimental não difere significativamente da densidade básica calculada, o teste nos dá:

$$t_{PC} = \frac{|\bar{Y}_{exp} - X_{teor}|}{\sqrt{V(\bar{Y})}} \dots \dots \dots (139)$$

$$\approx \frac{|0,4425 - 0,4445|}{0,0000052} \approx 9,61^{**} \dots \dots \dots (140)$$

Verifica-se, pois, que não há diferença significativa entre a densidade básica experimental e a densidade básica calculada.

As densidades do tronco de *Pinus caribaea* sem casca podem

ser determinadas de modo semelhante ao desenvolvido para a amostra de *Pinus caribaea* com casca do sistema, calculada, e as densidades determinadas da aplicação da equação (84):

TABELA 29 - Densidades do sistema *Pinus caribaea* sem casca, na forma de tronco.

DENSIDADES DO SISTEMA <i>Pinus caribaea</i>	
CALCULADA	EXPERIMENTAL
0,4842	0,48423
	0,48423
	0,48425
	0,48425
	0,48424
	0,48424
	0,48423
	0,48423
	0,48425
	0,48424
	0,48424
	0,48425

Admitindo-se como hipótese inicial  $H_0$  que a densidade experimental do sistema não difere significativamente da densidade calculada, o teste t nos dará:

$$t_{PC} = \frac{|\bar{Y}_{exp} - X_{teor}|}{\sqrt{V(\bar{Y})}} \dots \dots \dots (141)$$

$$\approx \frac{|0,4842 - 0,4844|}{0,0000085} \approx 4,71^{**} \dots \dots \dots (142)$$

Verifica-se que não há diferença significativa entre a densidade calculada do sistema e a densidade experimental do mesmo.

A partir dos dados da tabela 29 podemos calcular a densidade básica do sistema *Pinus caribaea* através da equação (94) e montar a tabela 30, aplicando na análise estatística o teste t:

TABELA 30 - Densidades básicas de uma amostra de *Pinus caribaea* sem casca.

DENSIDADES BÁSICAS DE <i>Pinus caribaea</i>	
CALCULADA	EXPERIMENTAL
0,4402	0,44021
	0,44021
	0,44023
	0,44023
	0,44022
	0,44022
	0,44021
	0,44021
	0,44023
	0,44022
	0,44022
	0,44023

De acordo com o teste t vamos admitir como hipótese inicial  $H_0$  que a densidade básica experimental não difere significativamente da densidade básica calculada e o teste t nos dará:

$$t_{PL} = \frac{|\bar{Y}_{exp} - X_{teor}|}{\sqrt{V(\bar{Y})}} \dots \dots \dots (143)$$

$$\approx \frac{|0,4402 - 0,44022|}{0,000085} \approx 2,35^{**} \dots (144)$$

A densidade de sistema e a densidade básica dos troncos de *Eucalyptus grandis* com casca e sem casca, experimentais, também podem ser comparados com as densidades calculadas para cada caso. A análise estatística segue o mesmo procedimento adotado para as amostras de *Pinus caribaea*.

TABELA 31 - Densidades calculada e experimental do sistema *Eucalyptus grandis* com casca com sistema colimado de feixe largo.

DENSIDADES DO SISTEMA <i>E. grandis</i>	
CALCULADA	EXPERIMENTAL
0,6334	0,63335
	0,63335
	0,63337
	0,63336
	0,63334
	0,63335
	0,63335
	0,63336
	0,63335
	0,63335
	0,63333
	0,63336

Admitindo-se como hipótese inicial  $H_0$  que a densidade experimental do sistema não difere significativamente da densidade calculada, o teste t nos dá:

$$t_{EG} = \frac{|\bar{Y}_{exp} - x_{teor}|}{\sqrt{V(\bar{Y})}} \dots \dots \dots (145)$$

$$\approx \frac{|0,6334 - 0,6335|}{0,000010} \approx 5,00^{**} \dots \dots \dots (146)$$

Verifica-se que não há diferença significativa entre a densidade calculada e a densidade do sistema.

A densidade básica da amostra de *Eucalyptus grandis* com casca pode ser determinada a partir dos dados da tabela 31 e estão apresentadas na tabela 32:

TABELA 32 - Densidades básicas calculada e experimental de *Eucalyptus grandis* com casca em sistema colimado de feixe largo.

DENSIDADE BÁSICA DE <i>E. grandis</i>	
CALCULADA	EXPERIMENTAL
0,5706	0,57059
	0,57059
	0,57059
	0,57060
	0,57059
	0,57058
	0,57059
	0,57059
	0,57059
	0,57059
	0,57058
	0,57059

Admitindo-se como hipótese inicial  $H_0$  que a densidade básica experimental não difere significativamente da densidade básica calculada, temos:

$$t_{EG} = \frac{|\bar{Y}_{exp} - X_{teor}|}{\sqrt{V(\bar{Y})}} \dots \dots \dots (147)$$

$$\approx \frac{|0,5706 - 0,57058|}{0,0000051} \approx 3,92^{**} \dots \dots \dots (148)$$

Observa-se que a densidade básica experimental não difere significativamente da densidade básica calculada.

As densidades de sistema e básica para *E. grandis* sem casca são apresentadas na tabela 33:

TABELA 33 - Densidades do sistema *Eucalyptus grandis* sem casca com sistema de detecção colimado de feixe largo.

DENSIDADES DO SISTEMA <i>E. grandis</i>	
CALCULADA	EXPERIMENTAL
0,6297	0,62974
	0,62974
	0,62972
	0,62975
	0,62974
	0,62973
	0,62973
	0,62974
	0,62974
	0,62973
	0,62973
	0,62975

Admitindo-se como hipótese inicial  $H_0$  que a densidade experimental do sistema não difere significativamente da densidade calculada

do sistema, o teste t nos dará:

$$t_{EG} = \frac{|\bar{Y}_{exp} - X_{teor}|}{\sqrt{V(\bar{Y})}} \dots \dots \dots (149)$$

$$\approx \frac{|0,6297 - 0,62974|}{0,0000099} \approx 4,00^{**} \dots \dots \dots (150)$$

Verifica-se que não há diferença significativa entre a densidade calculada e a experimental do sistema *Eucalyptus grandis* com sistema colimado de feixe largo. A densidade básica da amostra de *Eucalyptus grandis* sem casca pode ser calculada a partir dos dados da tabela 33 e a tabela 34 dada abaixo nos mostra os valores calculados:

TABELA 34 - Densidades básicas de um tronco de *Eucalyptus grandis* sem casca com sistema de detecção colimado de feixe largo.

DENSIDADES BÁSICAS DE <i>E. grandis</i>	
CALCULADA	EXPERIMENTAL
0,5673	0,56733
	0,56733
	0,56732
	0,56734
	0,56733
	0,56732
	0,56732
	0,56733
	0,56733
	0,56732
	0,56732
	0,56734

Admitindo-se como hipótese inicial  $H_0$  que a densidade básica experimental não difere significativamente da densidade básica calculada, o teste t nos dá:

$$t_{EG} = \frac{|\bar{Y}_{exp} - X_{teor}|}{\sqrt{V(\bar{Y})}} \dots \dots \dots (151)$$

$$\approx \frac{|0,5673 - 0,56733|}{0,0000075} \approx 4,00^{**} \dots \dots \dots (152)$$

Observa-se que a densidade básica experimental não difere significativamente da densidade básica calculada para o tronco de *Eucalyptus grandis* sem casca com sistema de detecção colimado de feixe largo.

### 6.3. Correção de tempo morto

A correção de tempo morto do sistema de contagens foi realizada de acordo com o método desenvolvido pelos pesquisadores GARDNER, CAMPBELL e CALISENDORF (1972), que utilizaram dois absorvedores semelhantes. Nesse método se determina a taxa de contagem do sistema livre de absorvedores ( $R_0$ ) e a seguir determinam-se as taxas de contagens usando-se cada absorvedor separadamente. Os resultados são adicionados a calcula-se a média ( $R_1$ ). Determina-se, a seguir a taxa de contagem com ambos os absorvedores juntos ( $R_2$ ) e o tempo morto é dado pela relação abaixo:

$$\tau = \frac{R_1^2 - R_0 R_2}{R_1^2 (R_0 + R_2) - 2 R_0 R_1 R_2} \dots \dots \dots (153)$$

A tabela dada a seguir nos dá os valores das taxas de con-

tagens  $R_0$ ,  $R_1$  e  $R_2$ , para a determinação do tempo morto do sistema eletrônico de contagens. Uma vez que o tempo morto dos sistemas eletrônicos de detecção empregados nas contagens radioativas é da ordem de microsegundos é conveniente usar na expressão (153) as taxas de contagens em segundos.

TABELA 35 - Contagens médias utilizadas na determinação de tempo morto do sistema de detecção.

GEOMETRIA	CONT. MÉDIA	DESVIO	DETERMINAÇÃO
S/ absorvedor	313 466	1 428	20
Absorvedores (A + B)	100 511	340	20
Absorvedor (A)	169 796	435	20
Absorvedor (B)	186 702	657	20

O tempo morto do sistema será, então, dado pela relação (147), onde temos os seguintes valores para as taxas de contagens:

$$R_0 = 313\,466 \text{ cont/min} = 5\,224 \text{ cont/seg.}$$

$$R_1 = 178\,249 \text{ cont/min} = 2\,971 \text{ cont/seg.}$$

$$R_2 = 100\,571 \text{ cont/min} = 1\,676 \text{ cont/seg.}$$

e então podemos escrever que:

$$\tau = \frac{(2971)^2 - (5224)(1676)}{(2971)^2 (5224 + 1676) - 2(5224)(2971)(1676)} \dots (154)$$

$$\approx \frac{8,826841 \times 10^6 - 8,755424 \times 10^6}{8,826841 \times 10^6 (6,4 \times 10^3) - 5,262782976 \times 10^{10}}$$

$$\approx \frac{0,071417 \times 10^6}{0,8227373 \times 10^{10}}$$

$$\approx 0,086279788 \times 10^{-4}$$

$$\approx 8,6 \times 10^{-6}$$

$$\approx 8,6 \mu \text{ seg} \dots \dots \dots (155)$$

#### 6.4. Defeitos internos em madeira

Procurou-se observar que espaços vazios podiam ser detetados na madeira s3lida utilizando-se o mesmo equipamento. Algumas lâminas foram removidas do conjunto a fim de verificar se a localiza33o dos espa33os vazios podia ser realizada. Foram removidas uma lâmina: L<sub>2</sub>, L<sub>4</sub>, L<sub>6</sub> e L<sub>8</sub> e tamb33m duas lâminas: L<sub>2</sub> + L<sub>3</sub>, L<sub>4</sub> + L<sub>5</sub>, L<sub>6</sub> + L<sub>7</sub> e foram constru33dos os gr33ficos de contagens v<sub>s</sub> lâminas removidas. A tabela 36 e a figura 24, dados a seguir mostram os efeitos da remo33o de lâminas no conjunto de 8 (oito) lâminas de *Pinus caribaea*:

TABELA 36 - Contagens obtidas na remo33o de 1 e 2 lâminas de *Pinus caribaea* com sistema colimado de feixe largo.

L Â M I N A S      R E M O V I D A S	
1 LÂMINA (cont/min)	2 LÂMINAS (cont/min)
2) 214 330	2,3) 267 723
4) 225 622	4,5) 262 631
6) 227 401	6,7) 260 822
8) 224 696	

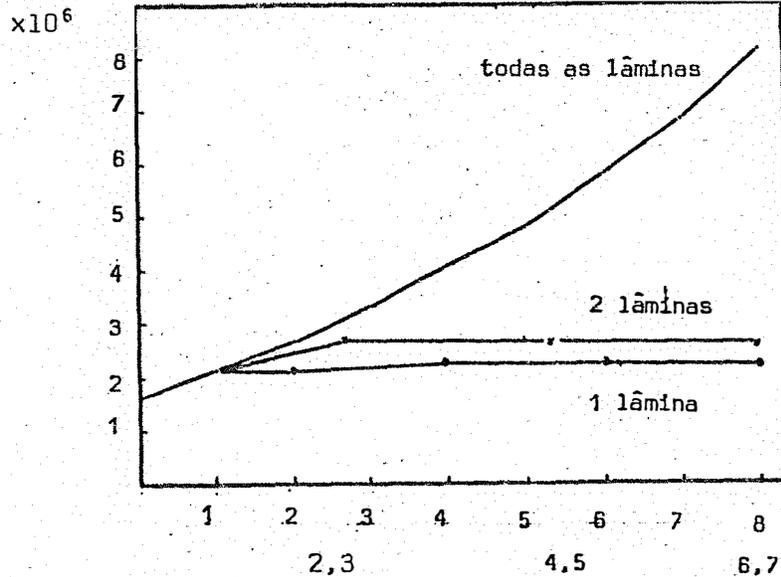


FIG. 24: Contagens obtidas com remoção de lâminas de *Pinus caribaea* em sistema colimado de feixe largo.

A seguir, foi usada como amostra um tronco de *Pinus caribaea* com casca que foi movido perpendicularmente à direção do eixo central do feixe e as medidas realizadas de 1 cm em 1 cm da seção reta do tronco. Em virtude da forma irregular do tronco, a espessura do absorvedor não variou de madeira uniforme como no caso anterior no qual foram utilizadas lâminas de faces paralelas. No entanto, as determinações foram realizadas paralelamente a um diâmetro do tronco e variando-se os deslocamentos transversais de 1 cm em 1 cm e os resultados foram levados para um gráfico monolog de contagem  $v_s$  espessura e em outro gráfico de tipo linear. No 1º caso observou-se que não houve linearidade da curva obtida em virtude de variação da uniformidade da madeira, embora se apresentasse alguma simetria. Foram comparados os gráficos de uma parte normal com outra parte com buraco interno, do mesmo tronco, e observou-se o método é válido e permite determinar se uma amostra de madeira apresenta ou não defeitos internos, conforme se pode observar nas figuras (25) e (26) apresentados a seguir:

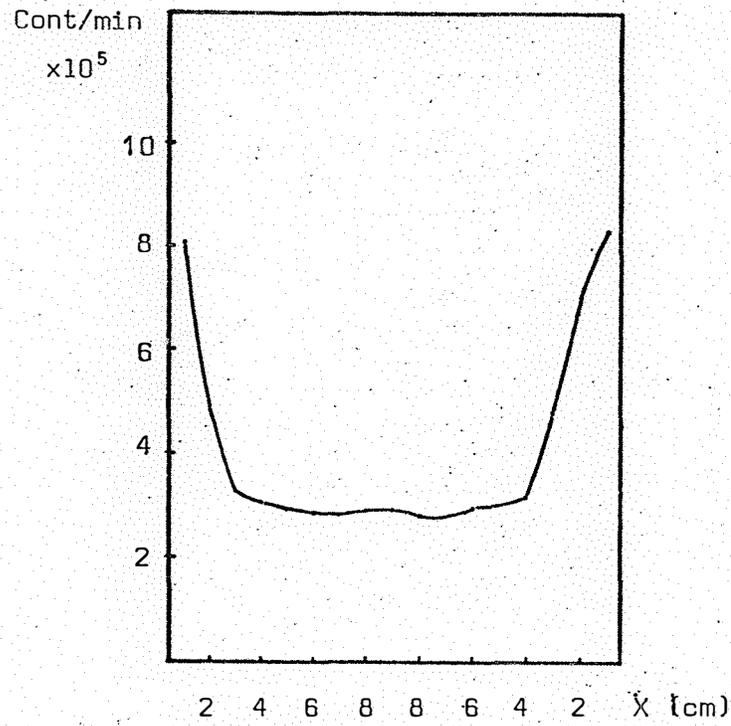


FIG. 25: Atenuação de radiação  $\gamma$  do  $^{241}\text{Am}$  em tronco de *Pinus caribaea* com casca e normal.

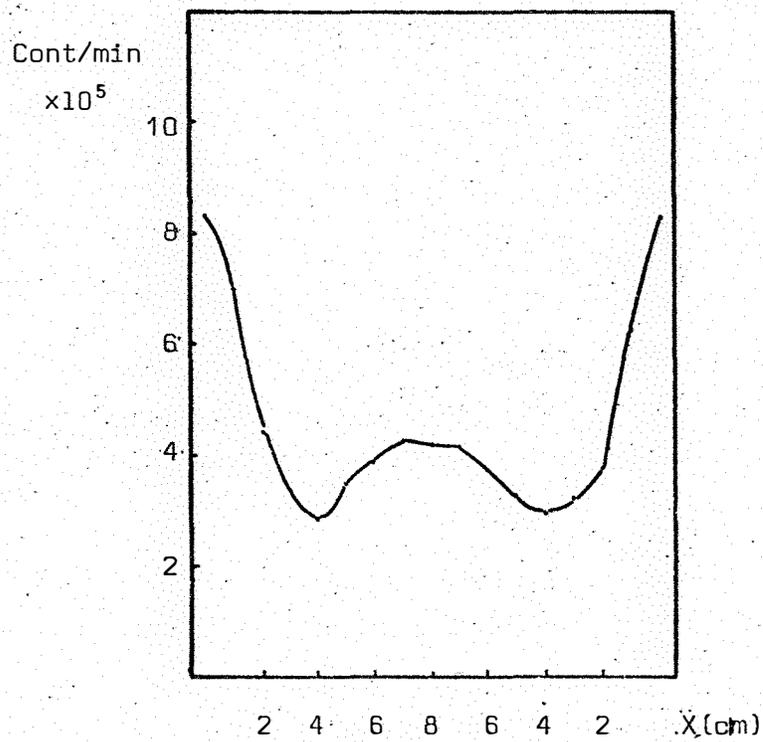


FIG. 26: Atenuação de radiação  $\gamma$  do  $^{241}\text{Am}$  em tronco de *Pinus caribaea* com casca e podridão interna.

No gráfico linear os defeitos são ilustrados de forma mais visível e aparecem sob a forma de saltos em comparação com o gráfico de uma amostra de madeira normal onde a curva é mais suave. Procurou-se, a seguir, analisar a influência da água acumulada numa cavidade interna de um tronco de *Pinus caribaea* com casca. O tronco selecionado tinha um furo numa das extremidades que foi preenchido com água e selado com parafina. A seguir foram realizadas as contagens através da área de seção reta do tronco e construiu-se o gráfico linear contagem  $v_s$  deslocamento para o tronco considerado, conforme se observa na figura (27), onde se pode observar que a atenuação da radiação gama pela água, para a energia considerada é semelhante àquela produzida pela madeira:

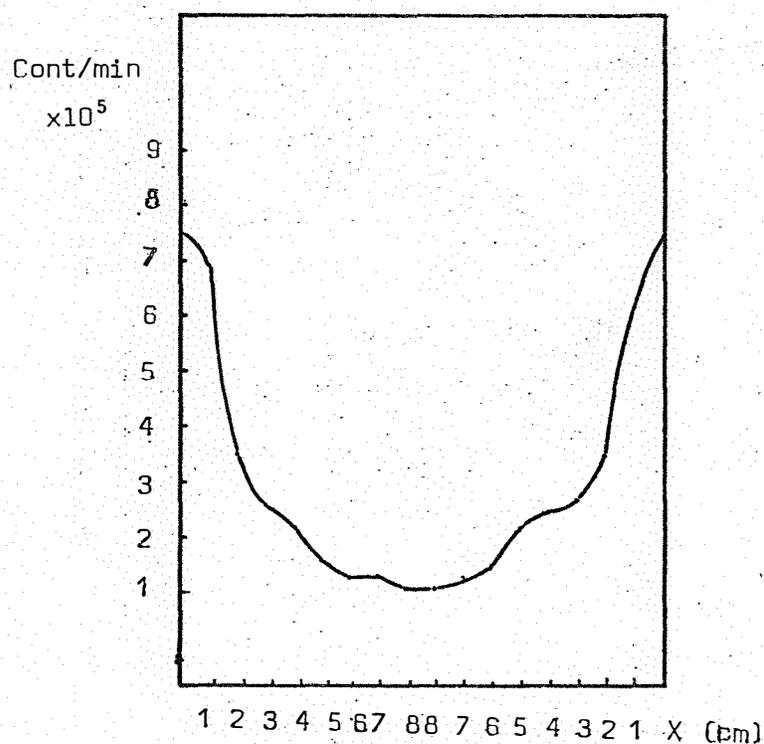


FIG. 27: Atenuação de radiação  $\gamma$  do  $^{241}\text{Am}$  em tronco de *Pinus caribaea* com casca e água interna.

## 7. CONCLUSÕES

O estudo da densidade de madeira por atenuação de radiação  $\gamma$  do  $^{241}\text{Am}$  permite estabelecer as seguintes conclusões a respeito da metodologia desenvolvida:

1. A determinação de densidade de madeira por atenuação de um feixe colimado e largo de radiação  $\gamma$  é perfeitamente possível, quer em laboratório, quer no campo, com um grau de precisão aceitável.
2. O  $^{241}\text{Am}$  se constitui num bom padrão de baixa energia (60 keV) para a determinação de densidade de madeira e requer pequena massa de blindagem para colimação e proteção radiológica do operador.

3. O coeficiente de atenuação de massa teórico  $\bar{\mu}_t$  para madeira é menor que o coeficiente de massa experimental, uma vez que o primeiro não considera efeitos de geometria nas contagens.
4. A determinação de densidade de madeira em pé por atenuação de radiação  $\gamma$  deve ser realizada ao nível do D.A.P. por se constituir este índice um parâmetro da árvore em pé que é utilizado na caracterização de importantes propriedades do sistema vegetal, embora a metodologia desenvolvida permita determinar a densidade de madeira em pé a qualquer altura.
5. A densidade básica de madeira em pé pode ser determinada, desde que conhecida a umidade da madeira e realizando-se as medidas por varredura da seção transversal da árvore ao nível do D.A.P., a fim de se obter melhor precisão nas medidas.
6. A densidade básica de madeira em pé pode ser determinada sem casca e com casca, uma vez que não há diferença significativa entre as mesmas, devendo-se, no entanto, realizar tais medidas com a casca, a fim de se evitar danos no vegetal.
7. A deteção de defeitos internos de madeira, bem como a sua localização podem ser determinados por atenuação de radiação  $\gamma$ , realizando-se uma varredura da seção reta da

madeira ao longo de seu perfil.

8. A detecção de defeitos internos de madeira pode ser prejudicada pelo acúmulo de água nas cavidades internas da madeira uma vez que a atenuação da radiação  $\gamma$  do  $^{241}\text{Am}$  para a água é muito semelhante à da madeira.
9. A espessura ideal de trabalho para *Pinus caribaea* e *Eucalyptus grandis* com casca, por atenuação de radiação  $\gamma$  do  $^{241}\text{Am}$ , com 10% e 11% de umidade, respectivamente, é de 18,34 cm para *Pinus caribaea* e de 15,46 cm para *Eucalyptus grandis*.
10. Os conceitos de umidade e densidade básica, bem como outros parâmetros fundamentais do sistema madeira devem ser especificados de forma a caracterizar melhor as propriedades físicas da mesma uma vez que há erros de conceitos na literatura científica.

## 8. SUMMARY

Determination of wood density by attenuation of a collimated and large beam of  $\gamma$  radiation from  $^{241}\text{Am}$  it is a method of rapid measurement and good precision. The wood sample is exposed to a collimated and large beam of  $\gamma$  radiation that is attenuated by the sample according to Beer-Lambert law, modified to the case of a large beam of  $\gamma$  radiation:  $I = G I_0 e^{-\bar{\mu}\rho X}$ . Wood density is determined by measurement of the intensity  $I_0$  of the incident beam, the intensity  $I$  of the attenuated beam, the gain factor  $G$ , the mass attenuation coefficient  $\bar{\mu}$  and the thickness  $X$  of the sample and by applying the equation below:

$$\rho_{\text{ sist }} = \frac{\ln G \left( \frac{I_0}{I} \right)}{\bar{\mu} X}$$

Basic density of wood is determined by the relation between

wood density and wood humidity:

$$\rho_{\text{bwood}} = \frac{\rho_{\text{st.}}}{1 + U}$$

were the wood humidity U is determined by the maximum humidity percentage method.

Basic wood density of standing tree is determined by measuring the intensities I of the attenuated beams along the diameters of the cross section of the tree at B.H.D. and calculating the humidity percentage with the Pressler probe.

Detection of wood defects is possible by sweeping the cross section of the standing tree along the considered profile. Water content that is stored in internal cavities of the wood can affect the detection of wood defects.

## 9. BIBLIOGRAFIA

*ALLISON, J.W.*, 1958. Gamma-radiation absorption coefficients of air in the energy range 0.01 to 100 MeV. Journal of Applied Physics (29), 8:1175-1178.

*BARRICHELO, L.E.G.*, 1972. Apontamentos de Química da Madeira. Departamento de Silvicultura. ESALQ, Piracicaba. Mimeografado.

*BARRICHELO, L.E.G. e BRITO, J.O.* 1976. A madeira das Espécies de Eucalipto como matéria prima a indústria de celulose e papel. PNUD/FAO/IBDF/BRA-45. Série divulgação nº 13. Brasília.

*BERGER, R.T.* 1961. The X-Or Gamma-Ray Energy Absorption or Transfer: Coefficient: Tabulations and Discussion. Radiation Research (15):1-29.

*BERMAN, A.I. e HARRIS, J.N.* 1954. Precision measurement of uniformity of materials by gamma-ray transmission. The Review of Scientific Instruments (25), 1:21-29.

- BROW, H.P. *et alii*. 1952. Textbook of wood technology. Vol. II. McGraw-Hill. New York.
- CAMBELL, J.L. e McNELLES, L.A. 1974. Americium-241 as a low-energy photon intensity standard. Nuclear Instruments and Methods (117):519-532.
- CHASE, G.D. e RABINOWITZ, J.L. 1968. Principles of radioisotope methodology. 3<sup>a</sup> Ed. Minneapolis, Burgess. 633 p.
- CHILTON, A.B. 1965. Two-parameter formula for point-source Build Up factors. Nucleonics (23), 8:119-122.
- CORNER, A.L. *et alii*. 1970. Gamma-ray attenuation-coefficient measurements. Physical Review A(1), 3:539-544.
- DAVISSON, C.M. e EVANS, R.D. 1952. Gamma-ray absorption coefficients. Reviews of Modern Physics (241), 2:79-107.
- DAVISSON, C.M. 1955.  $\gamma$ -Ray Absorption Coefficients. In: Siegbahn, K- Beta and Gamma-Ray Spectroscopy. North-Holland Publishing Co. Amester dan.
- DAVISSON, C.M. e EVANS, R.D. 1951. Measurement of gamma-ray absorption coefficients. Physical Review (81), 3:404-411.
- DEVTSCH, M. e KOFOED-HANSEN, O. 1953. Gamma-rays. In: Segré, E. Experimental Nuclear Physics. Vol. II. 258-283.
- EVANS, R.D. 1962. The Atomic Nucleus. McGraw-Hill. New York.

- FANO, U. 1953. Gamma-Ray Attenuation. Part I. Basic Processes. Nucleonics. (-1), 8:8-12.
- FANO, U. 1953. Gamma-Ray Attenuation. Part II. Analysis of Penetration. Nucleonics. (11), 9:55-61.
- FERRAZ, E.S.B. 1976. Determinação da Densidade de Madeiras por Atenuação de Radiação Gama de Baixa Energia. Boletim IPEF (12):61-68. ESALQ. Piracicaba.
- FERREIRA, M. 1970. Estudo da Variação da Densidade Básica da Madeira de *Eucalyptus alba Reinw e Eucalyptus saligna Smith*. Boletim IPEF (1): 83:96. ESALQ. Piracicaba.
- FERREIRA, M. 1972. Variação da Densidade Básica de Madeira de Povoamentos Comerciais de *Eucalyptus grandis Hill ex Maiden* nas idades de 11, 12, 13, 14 e 16 anos. Boletim IPEF (4):65-89. ESALQ. Piracicaba.
- FOLDY, L.L. 1951. Diffusion of high energy gamma-rays through matter. I. Fundamental Equations. Physical Review (81), 3:395-399.
- FOLDY, L.L. e OSBORN, R.K. 1951. Diffusion of high energy gamma-rays through matter II. Solution of the diffusion equation. Physical Review (81), 3:400-404.
- FOELKEL, C.E.B. et alii. 1971. Métodos para determinação da densidade básica de cavacos para coníferas e folhosas. Boletim IPEF (213):65-74. ESALQ. Piracicaba.

- FOELKEL, C.E.B. *et alii*. 1975. Variabilidade no sentido radial de madeira de *Pinus elliottii*. Boletim IPEF (10):1-11. ESALQ. Piracicaba.
- FOELKEL, C.E.B. 1975. Variações das características da madeira e propriedades da celulose sulfato de *Pinus oocarpa* em função da idade do povoamento florestal. Boletim IPEF (10):81-87. ESALQ. Piracicaba.
- GROENEVELT, P.H. *et alii*. 1968. Water content measurement with 60 keV gamma-ray attenuation. Bulletion of the International Association of Scientific Hydrology (XIV), 2:67-78.
- GIORDANO, G. 1951. Il legno e le sue caratteristiche. Editore Ulrico Hoe Pli. Milano.
- GARRETT, M.W. 1954. Solid angle subtended by a circular aperture. The Review of Scientific Instruments (25), 12:1208-1211.
- HIGA, A. *et alii*. 1973. Variação da densidade básica de madeira de *Pinus elliottii* var. *elliottii* e *P. taeda*. Boletim IPEF (11):79-90. ESALQ Piracicaba.
- HIRSCHFELDER, J.O. *et alii*. 1948. The penetration of gamma-radiation. I. Plane geometry, Klein-Nishima Scattering. Physical Review (73), 8: 852-862.
- HIRSCHFELDER, J.O. e ADAMS, E.N. 1948. The penetration of gamma-radiation through thick layers. II Plane geometry, iron and lead. Physical Review (73), 8:863-868.

- HOPKINS, J.I.* 1959. Low-energy X-Ray attenuation measurements for elements of low atomic number. Journal of Applied Physics (50), 2:185-187.
- HUBBEL, J.H.* 1977. Photon mass attenuation and mass energy-absorption coefficients for H, C, N, O, Ar and seven mixtures from 0.1 keV to 20 MeV. Radiation Research (70):58-81.
- HUBBELL, J.H.* 1963. Dose fields from plane sources using point source data. Nucleonics (21), 8:144-147.
- JAFFEY, A.H.* 1954. Solid angle subtended by a circular aperture at point and spread sources: formulas and some tables. The Review of Scientific Instruments (25), 4:349-354.
- LOOS, W.E.* 1965. Determining moisture content and density of wood by nuclear radiation technique. Forest Journal Products (3):103-106.
- MURRAY, R.L.* 1955. Introduction to nuclear engineering. George Allen e Unwin Ltd. London.
- MATHER, R.L.* 1957. Gamma-ray collimator penetration and scattering effects. Journal of Applied Physics (28), 10:1200-1207.
- MASKET, A.V.* 1957. Solid angle contour integrals, series and tables. The Review of Scientific Instruments (28), 3:191-197.

- KOLMANN, F.F.P. COTÉ Jr., W.A. 1968. Principles of wood science and technology. Vol. I. Springer-Verlag. Berlin.
- PARRISH, W.B. 1961. Detecting defects in wood by the attenuation of gamma-rays. Forest Science (7), 2:136-143.
- PEEBLES, G.H. 1953. Attenuation of gamma-rays. I. Transmission values for finite slabs of lead, iron and the Compton scatterer. Journal of Applied Physics (24), 10:1272-1287.
- PEEBLES, G.H. 1953. Attenuation of gamma-rays. II. Transmission values for various materials and geometries. Journal of Applied Physics (24), 12:1437-1447.
- PHILLIPS, E.W.J. 1965. Methods and equipment for determining the specific gravity of wood. IUFRO, section 41. Melbourne. Australia.
- RASSETTI, F. 1948. Elements of nuclear physics. Prentice Hall Inc. New York.
- POLGE, H. 1966. Établissement des courbes de variation de la densité du bois. Annales de Sciences Forestières: 23(1):20-47.
- REICHARDT, K. e FERREIRA, M. 1966. Contribuição ao estudo do uso da radiação gama na determinação da densidade aparente da madeira. XVIII Reunião da SBPC. Blumenau. Santa Catarina.
- SANTOS, C.F.O. e NOGUEIRA, I.R. 1971. A idade adulta do *Eucalyptus saligna* Smith em Rio Claro, Estado de São Paulo, determinada pelas dimensões das fibras. Anais da E.S.A. "Luiz de Queiróz" (28):165-175. ESALQ. PIRACICABA.

- SIAU, J.F.* 1971. Flow in wood. Siracuse University Press. 1<sup>a</sup> Ed.  
Siracuse. New York.
- STAMM, A.J.* 1964. Wood and cellulose science. The Ronald Press Co. New  
York.
- TAYLOR, D. e KANSARA, M.* 1967. A theory of the nuclear densimeter. Soil  
Science (104), 1:25-34.
- VICTOREEN, J.A.* 1949. The calculation of X-Ray mass absorption coefficients  
Journal of Applied Physics (20), 12:1141-1147.
- VICTOREEN, J.A.* 1948. The absorption of incident quanta by atoms as  
defined by the mass photoelectric absorption coefficient and the mass  
scattering coefficient. Journal of Applied Physics (19), 9:855-860.
- WOODS, F.W.* 1965. Gamma-ray attenuation by loblolly pine wood: An  
investigation of integral counting. Forest Science (11), 3:341-345.
- WYARD, S.J.* 1953. Absorption coefficients of gamma-rays with energies  
between 0.3 and 1.5 MeV. The proceedings of the Physical Society.  
Section A. (66), 4:382-390.
- WYCKOFF, H.O.* 1969. Radiation attenuation data. In-Blatz, H. Radiation  
Hygiene Hand Book, Chap. (8):2-69. McGraw-Hill. New York.

APÊNDICE

Apêndice 1: Cálculo do desvio absoluto dos coeficientes de atenuação de massa de madeira.

De acordo com a equação (105), o coeficiente de atenuação de massa de madeira é dado por:

$$\bar{\mu}_m = \frac{\bar{\mu}_{sist} + \rho_{sist} - \bar{\mu}_{ag} \theta}{\rho_b} \dots \dots \dots (1)$$

Aplicando-se logaritmo neperiano à equação anterior, tem-se:

$$\begin{aligned} \ln \bar{\mu}_m &= \ln (\bar{\mu}_{sist} + \rho_{sist} - \bar{\mu}_{ag} \theta) - \ln \rho_b \\ &= \ln \bar{\mu}_{sist} + \ln \rho_{sist} - \ln \bar{\mu}_{ag} - \ln \theta - \ln \rho_b \dots (2) \end{aligned}$$

A diferencial da função logarítmica é dada por:

$$\begin{aligned} y &= \ln X \\ y' &= \frac{1}{X} \end{aligned}$$

e observa-se que:

$$\begin{aligned} |\Delta y| &= |y'| |\Delta X| \\ |\Delta y| &= \left| \frac{1}{X} \right| |\Delta X| \\ |\Delta y| &= \left| \frac{\Delta X}{X} \right| \dots \dots \dots (3) \end{aligned}$$

Assim, o desvio relativo do coeficiente de atenuação de massa de madeira é dado por:

$$\frac{\Delta \bar{\mu}_m}{\bar{\mu}_m} = \frac{\Delta \bar{\mu}_{sist}}{\bar{\mu}_{sist}} + \frac{\Delta \rho_{sist}}{\rho_{sist}} + \frac{\Delta \bar{\mu}_{ag}}{\bar{\mu}_{ag}} + \frac{\Delta \theta}{\theta} + \frac{\Delta \rho_b}{\rho_b} \dots \dots \dots [4]$$

e o desvio absoluto será dado por:

$$\Delta \bar{\mu}_m = \Delta \bar{\mu}_{sist} + \Delta \rho_{sist} + \Delta \bar{\mu}_{ag} + \Delta \theta + \Delta \rho_b \dots \dots \dots [5]$$

## Apêndice 2: Cálculo teórico dos coeficientes de atenuação de madeira.

Admitindo-se que os constituintes da madeira são aqueles apresentados no esquema dado a seguir, os coeficientes teóricos de atenuação de massa podem ser calculados:

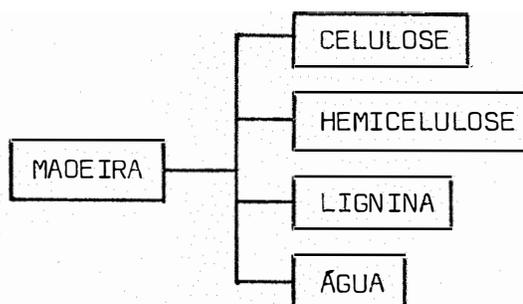


FIG. 1 - Componentes de madeira no esquema do modelo considerado.

Se a fórmula de cada uma dessas substâncias é conhecida e também a sua composição centesimal, o cálculo do coeficiente teórico de atenuação de massa é possível:

TABELA 1 - Composição provável de madeira, fórmula química e contribuição de C, H, O.

SUBSTÂNCIA	FÓRMULA	COMPOSIÇÃO CENTESIMAL		
		C	H	O
Celulose	$(C_6H_{10}O_5)_n$	44	6	50
Hemicelulose	$(C_5H_8O_4)_n$	45	6	48
Lignina	$C_9H_9O_3 \cdot OCH_3$	68	6	27
Água	$H_2O$	-	11	89

O componente Rayleigh do coeficiente teórico de atenuação de massa de um dado elemento A em função de outro elemento B é dado por:

$$\bar{\delta}_{RA} = \frac{\bar{\delta}_{RB}}{\rho_B} \cdot \frac{A_B}{A_A} \left[ \frac{Z_A}{Z_B} \right]^3 \dots \dots \dots (6)$$

onde  $\delta$  e A,B é o componente Rayleigh do coeficiente de atenuação de massa,  $A_{A,B}$  é o número de massa do elemento considerado,  $Z_{A,B}$  é o número atômico e  $\rho_{A,B}$  a densidade.

O componente Rayleigh do coeficiente de atenuação de massa do constituinte considerado da madeira é dado pela relação:

$$\bar{\delta}_{R_{const}} = \bar{\delta}_{RA} W_A + \bar{\delta}_{RB} W_B + \dots + \bar{\delta}_{RN} W_N \dots \dots \dots (7)$$

onde  $\bar{\delta}_{RA}, \dots, \bar{\delta}_{RN}$  são os componentes de Rayleigh de cada elemento e  $W_A, \dots, W_N$  as composições centesimais dos elementos no componente considerado.

Da mesma forma, o componente fotoelétrico do coeficiente teórico de atenuação de massa é dado por:

$$\bar{\tau}_A = \frac{\bar{\tau}_B}{\rho_B} \cdot \frac{A_B}{A_A} \left[ \frac{Z_A}{Z_B} \right]^{3,2} \dots \dots \dots (8)$$

e ainda:

$$\bar{\tau}_{const} = \bar{\tau}_A W_A + \bar{\tau}_B W_B + \dots + \bar{\tau}_N W_N \dots \dots \dots (9)$$

onde  $\bar{\tau}_A, \dots, \bar{\tau}_N$  são os componentes fotoelétricos de cada elemento e  $W_A, \dots, W_N$  como dado acima.

Ainda, o componente Compton do coeficiente de atenuação de massa teórico de um elemento considerado é dado por:

$$\bar{\delta}_A = \frac{\bar{\delta}_B}{\rho_B} \cdot \frac{A_B}{A_A} \left[ \frac{Z_A}{Z_B} \right] \dots \dots \dots (10)$$

e também:

$$\bar{\delta}_{const} = \bar{\delta}_A W_A + \bar{\delta}_B W_B + \dots + \bar{\delta}_N W_N \dots \dots \dots (11)$$

com  $\bar{\delta}_A, \dots, \bar{\delta}_N$  os componentes Compton de cada elemento e  $W_A, \dots, W_N$  já especificados.

O coeficiente de atenuação de massa da amostra considerada será, então:

$$\bar{\mu} = \bar{\delta}_{R_{const}} + \bar{\tau}_{const} + \bar{\delta}_{const} \dots \dots \dots (12)$$