

**CNEN/SP**

**ipen** Instituto de Pesquisas  
Energéticas e Nucleares

AUTARQUIA ASSOCIADA A UNIVERSIDADE  
DE SÃO PAULO

**DESENVOLVIMENTO DE UM SISTEMA DOSIMÉTRICO  
PARA MONITORAÇÃO INDIVIDUAL EM CAMPO  
MISTO BETA E GAMA**

**TERESINHA FERREIRA LIMA DALTRO**

**Tese apresentada como parte dos  
requisitos para obtenção do Grau de  
Doutor em Ciências na Área de  
Tecnologia Nuclear.**

**Orientadora:  
Dra. Leticia Lucente Campos Rodrigues**

**São Paulo  
1996**

**DESENVOLVIMENTO DE UM SISTEMA DOSIMÉTRICO  
PARA MONITORAÇÃO INDIVIDUAL EM CAMPO  
MISTO BETA E GAMA**

**TERESINHA FERREIRA LIMA DALTRO**

Tese apresentada como parte dos requisitos  
para a obtenção do grau de Doutor em  
Ciências na área de Tecnologia Nuclear.

**Orientadora :** Dra. Leticia Lucente Campos Rodrigues

São Paulo  
1996



*Ao amigo Homero E. Bañados Perez,  
pelo apoio ilimitado.*

## **Agradecimentos**

*Agradeço de modo especial à Dra. Letícia L. Campos Rodrigues pela orientação inteligente e dedicada, pelas sugestões e discussão deste trabalho.*

*Os meus agradecimentos se estendem:*

*Ao Jean Louis Boutaine pelo constante apoio, colaboração e pela cessão dos laboratórios do "Départament des Applications et de la Métrologie des Rayonnements Ionisants , Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay".*

*Ao Jean Barthe do "Départament des Applications et de la Métrologie des Rayonnements Ionisants, Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay", pelas valiosas sugestões.*

*Ao químico Ricardo Nunes Carvalho responsável pelo Laboratório de Dosimetria Termoluminescente do IPEN pelo apoio técnico no tratamento do material dosimétrico .*

*Ao José Carlos Sabino da Divisão de Oficinas do IPEN pelo trabalho de usinagem dos componentes do projeto mecânico.*

*Ao físico Ulysses D'Utra Bitelli, que testou em operação de rotina, no Reator IPEN MB 01, o sistema dosimétrico desenvolvido.*

*Ao físico Reinaldo Pérez Sanches pelas valiosas discussões e sugestões no cálculo das incertezas experimentais.*

*Aos meus filhos Ana Luiza e Fernando pelo apoio, compreensão e paciência nos últimos dois anos.*

*Ao Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares de São Paulo, na pessoa do Superintendente Dr. Claudio Rodrigues, pela possibilidade oferecida de realização deste trabalho.*

# ÍNDICE

página

<b>RESUMO</b>		v
<b>ABSTRACT</b>		vi
<b>CAPÍTULO 1 :     INTRODUÇÃO</b>		
1.1	Necessidade da dosimetria beta	1
1.2	Características da dosimetria beta	2
1.3	Objetivo do presente trabalho	3
<b>CAPÍTULO 2 :     FUNDAMENTOS TEÓRICOS</b>		
2.0	Interação da radiação com a matéria	4
2.1	Interação da radiação X e gama com a matéria	4
2.1.1	Efeito fotoelétrico	5
2.1.2	Efeito Compton	6
2.1.3	Formação de pares	7
2.2	Interação dos elétrons com a matéria	8
2.3	Perda de energia por colisão	10
2.3.1	Perda de energia por excitação e ionização	10
2.4	Perda de energia por radiação	12
2.5	Poder de frenagem (Stopping Power)	13
2.5.1	Poder de frenagem mássico de colisão	14
2.5.2	Poder de frenagem mássico restrito de colisão	16
2.5.3	Poder de frenagem mássico por radiação	17
2.6	Alcance dos elétrons	18
<b>CAPÍTULO 3 :     DOSIMETRIA DAS RADIAÇÕES</b>		
3.1	Grandezas radiométricas	19
3.1.1	Dose absorvida	19
3.1.2	Dose absorvida em dois meios	20
3.1.4	Dose Absorvida em função da exposição	22

3.1.5	Kerma	22
3.1.6	Absorção de energia e coeficiente de transferência de energia	23
3.2	Monitoração individual externa	24
3.2.1	Grandezas utilizadas em monitoração individual	24
3.2.2	Dose equivalente em um órgão ou tecido	24
3.2.3	Dose efetiva	25
3.3	Grandezas operacionais $H_p(d)$	26
3.4	Efeitos biológicos	27
3.5	Dosímetros termoluminescentes	29
3.5.1	Princípio do mecanismo TL	30
3.5.2	Emissão de luz	32
3.5.3	Equilíbrio eletrônico	33
3.6	Dosímetros TL na monitoração beta-gama	34

#### **CAPÍTULO 4 : SISTEMA DOSIMÉTRICO**

4.0	Sistema dosimétrico desenvolvido	36
4.1	Otimização dos parâmetros do projeto	37
4.1.1	Parâmetros iniciais do projeto	37
4.1.1.1	Elemento sensível e filtros para radiação gama	37
4.1.1.2	Elemento sensível e filtros para radiação beta	38
4.2	Determinação da dose absorvida no dosímetro	38
4.2.1	Determinação da energia depositada no TLD devido à radiação gama	39
4.2.2	Determinação da energia depositada no TLD devido à radiação beta	44
4.3	Cálculo de $H_p(10)$ e $H_p(0,07)$	51
4.3.1	Cálculo da dose equivalente no tecido , $H_p(10)$	51
4.3.2	Cálculo da dose equivalente no tecido , $H_p(0,07)$	52
4.3.3	Cálculo da dose equivalente no tecido , $H_p(0,07)$ e $H_p(10)$ para um campo de radiação misto beta-gama	55

3.1.5	Kerma	22
3.1.6	Absorção de energia e coeficiente de transferência de energia	23
3.2	Monitoração individual externa	24
3.2.1	Grandezas utilizadas em monitoração individual	24
3.2.2	Dose equivalente em um órgão ou tecido	24
3.2.3	Dose efetiva	25
3.3	Grandezas operacionais $H_p(d)$	26
3.4	Efeitos biológicos	27
3.5	Dosímetros termoluminescentes	29
3.5.1	Princípio do mecanismo TL	30
3.5.2	Emissão de luz	32
3.5.3	Equilíbrio eletrônico	33
3.6	Dosímetros TL na monitoração beta-gama	34

#### **CAPÍTULO 4 : SISTEMA DOSIMÉTRICO**

4.0	Sistema dosimétrico desenvolvido	36
4.1	Otimização dos parâmetros do projeto	37
4.1.1	Parâmetros iniciais do projeto	37
4.1.1.1	Elemento sensível e filtros para radiação gama	37
4.1.1.2	Elemento sensível e filtros para radiação beta	38
4.2	Determinação da dose absorvida no dosímetro	38
4.2.1	Determinação da energia depositada no TLD devido à radiação gama	39
4.2.2	Determinação da energia depositada no TLD devido à radiação beta	44
4.3	Cálculo de $H_p(10)$ e $H_p(0,07)$	51
4.3.1	Cálculo da dose equivalente no tecido , $H_p(10)$	51
4.3.2	Cálculo da dose equivalente no tecido , $H_p(0,07)$	52
4.3.3	Cálculo da dose equivalente no tecido , $H_p(0,07)$ e $H_p(10)$ para um campo de radiação misto beta-gama	55

**CAPÍTULO 5 : VALIDAÇÃO EXPERIMENTAL**

5.0	Validação experimental do sistema dosimétrico	56
5.1	Condições de irradiação	56
5.1.1	Fontes de radiação utilizadas	57
5.1.1.1	Fontes de referência gama	57
5.1.1.2	Fontes de referência beta	57
5.2	Seleção e preparação dos dosímetros TL	61
5.2.1	Irradiações dos dosímetros TL	61
5.2.2	Leitura dos dosímetros TL	62

**CAPÍTULO 6 : RESULTADOS OBTIDOS**

6.1	Cálculo de $H_p(0,07)$ e da energia efetiva	63
6.2	Cálculo de $H_p(10)$ e da energia efetiva	65
6.3	Determinação de $H_p(0,07)$ e $H_p(10)$ em campo de radiação misto beta-gama	67
6.4	Dependência angular	69
6.5	Requisitos de acurácia para o sistema dosimétrico desenvolvido	71
6.6	Avaliação das incertezas associadas à determinação de $H_p(0,07)$ e $H_p(10)$	73

**CAPÍTULO 7 : DISCUSSÕES E CONCLUSÃO**

7.0	Discussões	78
7.1	Conclusão	82

**REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS**

**ANEXOS**

<b>1</b>	Projeto mecânico do porta-dosímetro desenvolvido	90
<b>2</b>	Cálculo da energia depositada pela radiação gama no TL, utilizando o programa MathCad v. 6.0	91
<b>3</b>	Cálculo da energia depositada por elétrons em um meio multi-elementos realizado pelo programa EDMULT	95
<b>4</b>	Espectros da radiação beta	105
<b>5</b>	Programa fonte na linguagem MS-Visual Basic 4.0 para cálculo de $H_p(10)$ e $H_p(0,07)$	106
<b>6</b>	Valores das leituras obtidas na irradiação em campo misto beta-gama	109

# DESENVOLVIMENTO DE UM SISTEMA DOSIMÉTRICO PARA MONITORAÇÃO INDIVIDUAL EM CAMPO MISTO BETA E GAMA

TERESINHA FERREIRA LIMA DALTRO

## RESUMO

Foi desenvolvido um sistema dosimétrico termoluminescente para a determinação da dose devido às radiações fortemente e fracamente penetrantes Hp(10) e Hp(0,07) respectivamente. O sistema utiliza o  $\text{CaSO}_4:\text{Dy}$  como elemento sensível, um porta-dosímetro de polietileno e diferentes filtros de atenuação.

Para o desenvolvimento do sistema e cálculo dos parâmetros do projeto foram empregados modelos computacionais. Definido o dosímetro foi feita a validação experimental do sistema.

A pesquisa foi orientada para a otimização dos parâmetros do projeto. A determinação da energia depositada pelas radiações beta e gama no material dosimétrico em função de sua composição química e densidade, foi feita por meio da aplicação dos modelos computacionais que simulam a deposição de energia pelos elétrons e pela radiação gama em diferentes materiais. A calibração do dosímetro foi efetuada em campos padrões e foi estudada a dependência angular da resposta TL e o comportamento em campo misto.

A validação do sistema dosimétrico foi realizada para as radiações beta e gama para um intervalo de dose compreendido entre 0,1 mSv e 200 mSv.

A análise das incertezas associadas demonstra que o dosímetro desenvolvido atende as recomendações da ICRP 35 quanto à dependência energética e angular.

# DEVELOPMENT OF A DOSIMETRY SYSTEM FOR PERSONAL MONITORING IN MIXED BETA AND GAMA FIELD

TERESINHA FERREIRA LIMA DALTRO

## ABSTRACT

A dosimetric thermoluminescent system for the determination of strongly and weakly penetrating radiation dose  $H_p(10)$  and  $H_p(0,07)$ , respectively, was developed. The system consists of  $\text{CaSO}_4:\text{Dy}$  as TL active material, a polyethylene badge and different metallic filters used for radiation attenuation.

For the system development and design parameter calculation different computer codes were used. After the definition of the dosimeter an experimental validation of the whole system was performed.

The research was directed towards the optimization of the design parameters. The determination of the energy deposited by beta and gamma radiations in the dosimetric material as a function of chemical composition and densities was calculated using computer codes that simulate those process.

The dosimeter calibration was performed in standard fields. The angular dependency of TL response and its behaviour in a mixed field was studied.

The validation of the dosimetric system was performed for beta and gamma radiation doses between 0,1 mSv and 200 mSv.

An analysis of associated uncertainties shows that the developed dosimeters are in accordance with the ICRP-35 requirements of energetic and angular dependence for personal dosimeters.

# CAPITULO 1

## INTRODUÇÃO

Atualmente existe um consenso geral de que a dosimetria da radiação beta foi negligenciada em termos de Proteção Radiológica. Esta política começou a ser mudada após o acidente de Three Mile Island (USA) em 1979, onde a grande contribuição para a dose equivalente total de corpo inteiro foi devida à radiação beta, e, na ocasião, não havia dosímetro apropriado para a monitoração dessa radiação <sup>[18]</sup>.

Nos últimos anos, diferentes iniciativas têm sido tomadas para solucionar as dificuldades relacionadas à monitoração individual devido à radiação beta e aos fótons de energias baixas, reconhecida como uma radiação significativa em problemas de segurança.

Durante o Simpósio Internacional de Dosimetria Beta, 1983, em Washington, ficou evidenciado que as grandezas medidas com dosímetros de área ou dosímetros individuais calibrados dentro dos procedimentos padrões, assim como os coeficientes de conversão para indicações de dose equivalente devido à radiação beta necessitam melhorias. Logo após este Simpósio, a Comissão Internacional de Medidas em Proteção Radiológica (ICRP) foi requisitada para reavaliar e formular novas bases científicas para a padronização da dosimetria pessoal devido à radiação beta <sup>[24, 32]</sup>.

### 1.1 NECESSIDADE DA DOSIMETRIA BETA

O aumento da taxa de dose devido à contribuição da radiação beta é esperado nas seguintes áreas de operação:

- plantas de reprocessamento;
- depósitos de rejeitos radioativos;
- produção de elementos combustíveis;
- processamento de minério de urânio;

- reatores nucleares;
- aplicações de radioisótopos na indústria;
- medicina nuclear e radioterapia;
- pesquisas em biologia utilizando isótopos radioativos.

As medidas de dose de radiação beta têm sido rotina a mais de 40 anos mas, a exatidão e confiabilidade desta dosimetria vem sempre atrás da dosimetria das radiações X e gama. Isto pode ser atribuído, parcialmente, às dificuldades técnicas de medida de dose e também ao fato de que, nas condições normais de trabalho, a radiação beta aporta um menor risco total à pessoa porque é muito mais fácil blindá-la, por isto, a dosimetria da radiação gama foi mais incentivada.

Existe, no entanto, um grande número de situações médicas e industriais onde é necessário manipular material radioativo sem ou com blindagem leve, onde os perigos devidos à radiação beta são particularmente importantes, principalmente quando ocorre a liberação de material radioativo e se faz necessária a descontaminação. Um exemplo extremo foi o acidente em Chernobyl, 1986, onde um grande número de pessoas receberam dose letal devido à radiação beta.

A principal dificuldade na determinação da dose devido a esta radiação vem da sua forte atenuação, que acarreta grandes variações de dose em curtas distâncias. Uma dificuldade igualmente importante é a necessidade de medir a dose sobre camadas muito finas, tais como as células basais na pele. Para simular tal volume, o detector deverá ser extremamente fino, com conseqüente diminuição de sua sensibilidade. Estes problemas são complicados pelo forte espalhamento sofrido pela radiação beta no ar, que resulta em mudanças significativas na energia e nas características angulares do feixe quando a distância à fonte varia.

A dosimetria da radiação beta visa fornecer informações que poderão ajudar a estabelecer os procedimentos de Proteção Radiológica nos locais de trabalho, a fim de que as atividades sejam realizadas de forma a obedecer os limites de dose e os princípios ALARA permitindo, em casos de superexposição, prognósticos e assistência médica <sup>[16,18]</sup>.

## 1.2 CARACTERÍSTICAS DA DOSIMETRIA BETA

A dosimetria beta possui as mesmas características que a dosimetria de raios -X ou gama de energia baixa. Estas radiações são capazes de ceder muita energia em um pequeno percurso, ou seja, na irradiação da pele, elas transferem a maior parte de sua energia à camada superficial celular geradora de outras células. É, portanto, muito importante medir a dose absorvida nesta camada celular. Para isto seria necessário um detector da mesma espessura ( $\sim 10 \mu\text{m}$ ) que esta camada celular. De fato, se o detector for, por exemplo, 100 vezes mais espesso ( $\sim 1 \text{ mm}$ ), a energia depositada pela radiação é totalmente absorvida nos primeiros  $10 \mu\text{m}$  e fornecerá a mesma resposta que uma dose 100 vezes menor e uniformemente distribuída em toda a espessura do detector<sup>[11]</sup>.

No exterior existem aproximadamente trinta laboratórios de monitoração pessoal com dosímetros apropriados para dosimetria beta na Comunidade Européia incluindo ainda a Austria, Suíça, Finlândia, Suécia, Canada e USA<sup>[46]</sup>. Atualmente no Brasil não é realizada a monitoração individual para radiação beta.

## 1.3 OBJETIVO

Este trabalho objetiva o desenvolvimento de um sistema dosimétrico para aplicação em monitoração pessoal externa em campo misto beta / gama para a determinação da dose equivalente  $H_p(10)$  e  $H_p(0,07)$  e da energia efetiva das radiações beta e gama, utilizando um dosímetro TL multi-elementos.

## CAPÍTULO 2

### FUNDAMENTOS TEÓRICOS

#### 2.0 INTERAÇÃO DA RADIAÇÃO COM A MATÉRIA

O estudo da dosimetria da radiação é basicamente o estudo da interação de diferentes tipos de radiação com a matéria em geral e com o tecido biológico em particular.

Os mecanismos de interação da radiação com a matéria variam consideravelmente com a natureza da radiação e podem ser analisados sob diferentes aspectos. Primeiramente, a interação pode ser descrita como uma transferência de energia da radiação à matéria que resulta em diferentes efeitos como ionização, excitação, e deslocamento de átomos. Outro aspecto de interesse é o mecanismo de deposição de energia na matéria por um campo de radiação.

#### 2.1 INTERAÇÃO DA RADIAÇÃO X E GAMA COM A MATÉRIA

A interação da radiação eletromagnética com a matéria é diferente da que ocorre com partículas carregadas devido à duas razões. A primeira é que os fótons não tem carga elétrica e, conseqüentemente, não sofrem influência das forças coulombianas e esta interação ocorre com os elétrons atômicos em regiões cujas dimensões são menores que a distância interatômica. Portanto, as colisões entre fótons na matéria são comparativamente raras, porém, tais colisões, como regra, provocam um pequeno desvio no fóton incidente mudando sua direção original ou causando seu desaparecimento.

A segunda propriedade peculiar dos fótons é que eles não possuem massa e por esta razão se deslocam à velocidade da luz, independente de sua energia, por isso, não podem ser desacelerados no meio. Os conceitos tais como alcance e poder de frenagem não existem para fótons.

A radiação eletromagnética apresenta uma característica exponencial de absorção na matéria tal como ocorre com as partículas carregadas e, devido ao

carácter ondulatório, a penetrabilidade desta radiação é muito maior e suas leis de absorção são diferentes.

Os raios-X e raios gama (fótons) são fisicamente equivalentes, ambos são radiação eletromagnética, mas de origens diferentes. Os raios-X são emitidos pelas camadas eletrônicas (desexcitação de elétrons) e os raios gama pela desexcitação do núcleo atômico e atenuação na matéria pelos processos de absorção, na qual a energia do fóton é parcial ou completamente convertida em energia cinética dos elétrons e partículas carregadas, e por espalhamento, no qual o fóton é espalhado fora do feixe incidente com a correspondente perda de energia.

É conhecido um grande número de mecanismos possíveis de interação para radiação gama, porém, na dosimetria da radiação somente três principais tipos de interação tem papel importante: absorção fotoelétrica, espalhamento Compton e a produção de pares. Nesses processos há uma transferência total ou parcial da energia do fóton para o elétron.

No intervalo de energia utilizado em Proteção Radiológica os dois mecanismos de interesse são o efeito fotoelétrico e o efeito Compton.

### 2.1.1 Efeito fotoelétrico

No processo de absorção fotoelétrica, um fóton de energia  $h\nu$  interage com o átomo transferindo totalmente sua energia a um dos elétrons orbitais. No seu lugar, um *fotolétron* é ejetado de uma das camadas do átomo, geralmente da camada K <sup>[16,37]</sup>, com uma energia representada por:

$$E_c = h\nu - W \quad (2.1)$$

onde  $W$  representa a energia de ionização do elétron (energia de ligação do átomo) e  $h\nu$  é a energia do fóton incidente.

Como segunda etapa, ocorre um processo secundário que consiste no preenchimento da vacância eletrônica formada por um elétron da camada superior, acompanhada da emissão de um ou vários raios-X ou elétrons Auger.

A probabilidade de ocorrência (seção de choque) do efeito fotoelétrico é proporcional à  $Z^5$ , onde  $Z$  é o número atômico do meio absorvedor. Para energias

$h\nu$  ligeiramente superiores à  $W$ , para um dado átomo, a seção de choque é máxima e decresce rapidamente com o incremento de  $h\nu$ .

O efeito fotoelétrico é o mecanismo de absorção predominante para fótons de energias baixas; para energias superiores a 400 keV a probabilidade de ocorrência é praticamente nula.

### 2.1.2 O efeito Compton

O processo de interação de espalhamento Compton ocorre entre o fóton incidente e um elétron da órbita externa do material absorvedor. É o mecanismo de interação predominante para energias  $h\nu$  típicas de fontes radioisotópicas, e pode ser tratado como um choque elástico entre o fóton e o elétron<sup>[36]</sup>.

No espalhamento Compton, o fóton é defletido sob um ângulo  $\theta$  em relação à direção original e transfere uma parte de sua energia para o elétron, (assumindo que este esteja em repouso inicialmente), que é então ejetado (elétron de recuo). Todos os ângulos de espalhamento são possíveis, embora com probabilidades diferentes; a energia transferida para o elétron é função do ângulo de espalhamento e pode variar de zero até uma grande fração da energia do fóton.

Em uma colisão envolvendo fótons de energias baixas, o fóton espalhado terá aproximadamente a mesma energia do fóton incidente e somente uma pequena fração da energia é cedida ao elétron de recuo. Neste tipo de colisão a soma de energia não é suficiente para mudar o movimento do elétron, entretanto, em colisões que envolvem fótons de energias altas, o fóton espalhado terá energia bem menor que o fóton incidente e o elétron de recuo carregará quase toda a energia do fóton incidente<sup>[1, 53]</sup>.

Visto que a colisão Compton se verifica entre fótons e elétrons livres (fracamente ligados), a probabilidade deste choque ocorrer dependerá da quantidade de elétrons por grama de material ou densidade eletrônica do meio. Logo, o processo Compton independe de  $Z$  e todos os materiais absorvem essencialmente a mesma radiação por elétron.

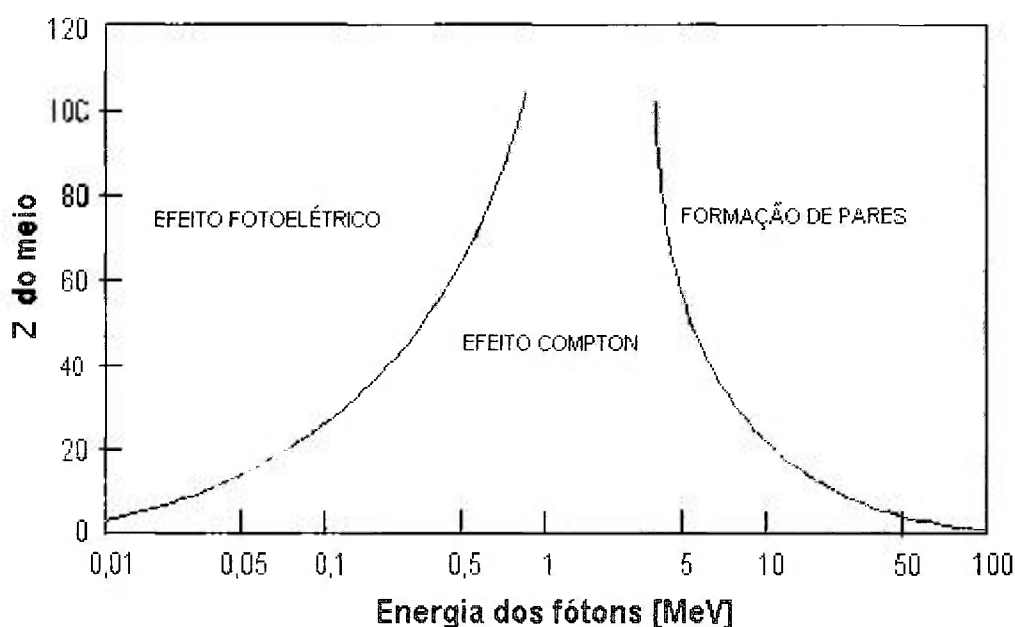
### 2.1.3 Formação de pares

O processo de formação de pares consiste na absorção de um fóton e a produção de um elétron e um pósitron. Neste processo o momento de recuo é fornecido ao núcleo, visto que a massa em repouso do fóton é zero. A formação de um par é possível se a energia do fóton excede em duas vezes o equivalente em energia da massa de repouso do elétron (1,02 MeV) <sup>[1]</sup>.

Na interação, que ocorre no campo coulombiano de um núcleo, a energia do fóton é totalmente utilizada na formação de um par elétron - pósitron. Todo excesso de energia carregado pelo fóton acima de 1,02 MeV, requerido para formar o par, é transferida na forma de energia cinética ao pósitron e ao elétron.

Acima do limiar de energia de 1,02 MeV a probabilidade de interação aumenta gradualmente, tendendo praticamente a uma constante em energias muito elevadas (1000 MeV). Para energias acima de 6 MeV a produção de pares é o principal mecanismo de absorção. A seção de choque é proporcional à  $Z^2$  para praticamente todas as energias.

A figura 2.1 resume estes resultados e permite determinar os domínios de energia onde cada um dos tres efeitos predominam.



**Figura 2.1:** Regiões de predominância do efeito fotoelétrico, compton e formação de pares <sup>[1]</sup>.

## 2.2 INTERAÇÃO DOS ELÉTRONS COM A MATÉRIA

Os elétrons (partículas carregadas) perdem energia de maneira diferente dos fótons. A maior diferença é que os fótons sofrem um pequeno número de interações, cada uma envolvendo uma grande perda de energia ou podem atravessar a matéria sem interagir e, conseqüentemente, sem perder energia, ou ainda, podem interagir e perder toda a sua energia em um único evento, enquanto que os elétrons sofrem um elevado número de interações, cada uma com uma pequena perda de energia. Deste fato, pode-se considerar que o elétron perde gradativamente sua energia cinética em um processo chamado “continuous slowing down approximation” ou CSDA.

A taxa média de perda de energia dos elétrons em qualquer ponto de sua trajetória é chamado de poder de frenagem <sup>[3]</sup>(*Stopping Power*).

Um elétron cercado pelo campo Coulombiano pode interagir com o átomo imediatamente quando entra no meio, por diferentes tipos de colisões. Neste contexto a palavra interação é aplicada aos processos em que a energia ou direção do elétron é alterada.

Os tipos de interações mais importantes que podem ocorrer entre um elétron e um átomo podem ser explicados de uma maneira simples usando o modelo atômico de Bohr. De acordo com este modelo, elétrons atômicos existem em um estado de “repouso” não emitindo radiação, com energia e momento discretos  $E_n$  e  $L_n$  respectivamente.

Os estados de energia do modelo de Bohr são normalmente representados na forma de órbitas concêntricas, sendo mais afastadas conforme o número quântico  $n$  aumenta. Os raios destas órbitas,  $r_n$ , são representados por:

$$r_n = 5,3 \times 10^{-11} n^2 / Z \quad [\text{m}] \quad (2.2)$$

onde  $Z$  é o número atômico.

Alternativamente, o modelo de Bohr pode ser apresentado na forma de níveis de energia, onde o  $n$ -ésimo estado de energia  $E_n$  é dado por:

$$E_n = - 13,6 Z^2 / n^2 \quad [\text{MeV}] \quad (2.3)$$

No átomo, os elétrons tendem a ocupar os estados de energias mais baixas (normalmente da camada K), sendo os mais fortemente ligados, portanto, requerem uma energia maior para serem removidos.

A característica do modelo de Bohr é que um elétron pode permanecer em um estado de energia alto, igual à diferença entre dois níveis de energia. No processo reverso, a energia pode ser liberada somente quando um elétron faz uma transição de um nível de energia mais alto para um nível de energia mais baixo.

Em geral, a energia absorvida ou liberada por um átomo obedece a regra simples mostrada na equação 2.4

$$h\nu = E_2 - E_1 \quad \text{para } E_2 > E_1 \quad (2.4)$$

onde  $h$  é a constante de Planck e  $\nu$  é a frequência.

Durante a passagem do feixe de elétrons através da matéria, elétrons individuais podem interagir com o átomo como um todo, com elétrons atômicos ou com o núcleo. De todas as interações que ocorrem, as mais frequentes são as colisões com os elétrons orbitais que são:

- as colisões inelásticas com os elétrons orbitais resultando em excitações e ionizações;
- espalhamento elástico (espalhamento de Coulomb);
- espalhamento e colisões radioativas envolvendo o núcleo ou elétrons orbitais.

O tipo de interação é determinado pela energia do elétron incidente e pelo parâmetro de impacto (distância de aproximação do elétron ao átomo ou do elétron ao núcleo). O parâmetro clássico de impacto,  $b$ , considera a distância de aproximação comparada ao raio atômico,  $r$ .

Se  $b \gg r$  a partícula passa a uma grande distância do átomo e a interação é classificada como colisão fraca. Se  $b \cong r$  a interação é classificada como forte e quando  $b < r$  resulta em geração de radiação de bremsstrahlung.

Como as interações têm diferentes efeitos no transporte e distribuição do feixe de elétrons no meio, é conveniente considerar as colisões com perdas de energias separadamente das colisões de espalhamento.

Com base nos tipos de interação do elétron com a matéria, descritos acima, podemos classificar os mecanismos de perda de energia cinética do elétron em perdas de energia por colisão e perdas de energia por radiação<sup>[1, 35]</sup>.

## 2.3 PERDA DE ENERGIA POR COLISÃO

Em dosimetria, as colisões inelásticas são as de maior interesse porque elas são as responsáveis pela deposição de energia *localmente* no meio irradiado. Os efeitos radiobiológicos observados no tecido são proporcionais à energia depositada no meio.

A perda de energia por colisão é o mecanismo mais importante de perda de energia, resultando na excitação e ionização dos átomos do material atravessado. A probabilidade de qualquer um deles ocorrer depende da energia do elétron incidente, da distância de aproximação e do número atômico do meio.

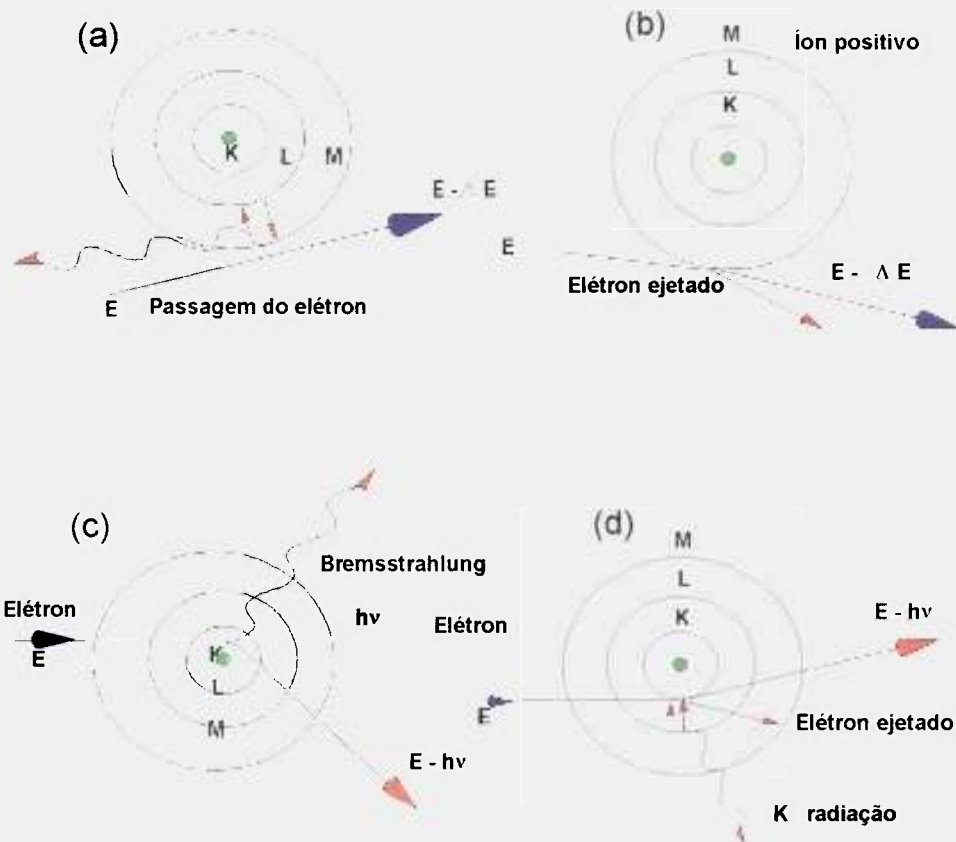
### 2.3.1 Perda de energia por excitação e ionização

Se a distância que o elétron passa do átomo for consideravelmente grande comparada com as dimensões do átomo, ( $b \gg r$ ), este responde como um todo à força variável exercida sobre ele pela passagem do elétron, resultando em excitação ou ionização do átomo.

Durante a excitação do átomo, um elétron de um determinado estado de energia (órbita) poderá absorver energia do elétron incidente e se esta energia absorvida for igual à diferença de energia entre este estado e um outro de energia maior, o elétron passará a um estado excitado.

A energia requerida para isto é de alguns eV. Em consequência, a energia perdida pelo elétron incidente é pequena. O elétron (átomo) não permanece no estado excitado por muito tempo, ele se desexcita voltando a um estado de energia mais baixo, liberando a energia em excesso na forma de radiação eletromagnética.

Se o meio é um gas, a reemissão de energia será na forma de luz visível, em líquidos ou sólidos poderá ser feita na forma de calor ou radiação infravermelha, mostrado esquematicamente na figura 2.2 a.



**Figura 2.2** : Processos básicos de interação elétron / átomo : (a) excitação, (b) ionização, (c) produção de bremsstrahlung, (d) produção de radiação característica<sup>[36]</sup>.

Uma pequena quantidade da energia em excesso poderá ser emitida na forma de radiação Cerenkov, que é claramente visível quando um material dielétrico transparente é irradiado. Este efeito é devido à polarização do meio com índice de refração  $n$ , quando a velocidade do elétron excede a velocidade de propagação da luz neste meio. A emissão da radiação Cerenkov contribui para o aumento da perda de energia do elétron aumentando o poder de frenagem, o efeito da polarização funciona como um anteparo da ação do campo elétrico, reduzindo a perda de energia no meio e tornando o poder de frenagem menor.

O efeito Cerenkov é apreciável somente para elétrons com velocidades relativísticas portanto, negligenciável em dosimetria.

Quando o parâmetro de impacto é da ordem do raio atômico ( $b \approx r$ ) a probabilidade de ocorrer colisões entre o elétron incidente e um único elétron

atômico é grande, o elétron é ejetado com energia cinética elevada e é chamado de raio delta ( $\delta$ ), tendo energia suficiente para provocar novas interações Coulombianas. Em relação ao espalhamento elástico, esta interação ocorre com menor frequência, porém, como a fração de energia cedida pelo elétron incidente é elevada, significa que as frações de energia cedidas ao meio em ambos os tipos de interação são da mesma ordem de grandeza na figura 2.2 b.

Para energias do elétron de alguns MeV a secção de choque para as colisões de excitação e ionização é grande, sendo o principal mecanismo de deposição de energia na matéria<sup>[1, 37]</sup>.

## 2.4 PERDA DE ENERGIA POR RADIAÇÃO

Quando o parâmetro de impacto é menor que o raio atômico ( $b < r$ ), o elétron incidente fica sujeito à ação do campo Coulombiano do núcleo. Na maioria dos casos, resulta em espalhamento elástico do elétron. Em outros, resulta em uma interação radioativa inelástica, ocasionando a aceleração e a deflexão do elétron, com emissão de radiação eletromagnética (bremsstrahlung).

A energia da radiação de bremsstrahlung (fótons) emitida pode ser até 100% da energia cinética do elétron incidente, esta situação ocorre em materiais de número atômico elevado, como o chumbo, e para energia do elétron acima de 10 MeV, figura 2.2 c.

A secção de choque diferencial por átomo para esta interação é também proporcional a  $Z^2$ <sup>[36]</sup>.

Ocasionalmente, com baixa probabilidade, o elétron pode interagir com o campo de um elétron atômico ao invés do núcleo, por exemplo na camada K, e pode emitir radiação característica K como mostrado na figura 2.2d .

## 2.5 PODER DE FRENAGEM (STOPPING POWER)

É comum separar o poder de frenagem total em dois componentes:

- a) Poder de frenagem por colisão: é a energia média perdida por unidade de percurso devido à colisões Coulombianas com elétrons atômicos do meio, resultando em ionização e excitação;
- b) Poder de frenagem por radiação: é a energia média perdida por unidade de percurso devido à emissão de bremsstrahlung no campo elétrico do núcleo atômico e dos elétrons do átomo.

O poder de frenagem linear com dimensões de energia por percurso é definido como  $-(dE/dx)$  ou  $S$ . Frequentemente, é mais conveniente considerar o poder de frenagem de massa,  $S/\rho$ , onde  $\rho$  é a densidade do meio, com isto elimina-se a dependência com a densidade do meio. A unidade de  $S$  é  $\text{MeV cm}^{-1}$  e  $\rho$  em  $\text{g cm}^{-3}$ , o que resulta  $S/\rho$  na unidade de  $\text{MeV cm}^2 \text{g}^{-1}$ .

O poder de frenagem é a soma das duas componentes,

$$\left(\frac{S}{\rho}\right)_{total} = \left(\frac{S}{\rho}\right)_{col} + \left(\frac{S}{\rho}\right)_{rad} \quad (2.5)$$

-  $(S/\rho)_{col}$  inclui todas as perdas de energia por colisão, as quais produzem diretamente elétrons secundários e excitações atômicas. Também inclui as perdas devido à produção de radiação Cerenkov.

-  $(S/\rho)_{RAD}$  inclui as perdas de energia do elétron primário que resultam na produção de bremsstrahlung.

A energia perdida pela ionização e excitação dos átomos é absorvida durante a passagem do elétron, enquanto a energia transportada na forma de bremsstrahlung atravessa o meio antes de ser absorvida. Este é um fato importante quando é necessário distinguir entre energia “depositada localmente” e energia perdida no percurso.

### 2.5.1 Poder de frenagem mássico de colisão

Em geral a energia que é transferida do elétron incidente para os elétrons atômicos é dada (Berger e Seltzer, 1982) pela expressão:

$$\left(\frac{S}{\rho}\right)_{Col} = \frac{N_a Z}{A} \int W \frac{d\sigma}{dW} dW \quad (2.6)$$

onde  $N_a Z / A$  representa o número de elétrons atômicos por massa do meio,  $d\sigma/dW$  é a secção de choque por elétron atômico para colisões com transferência de energia  $W$  e  $N_a$  é o número de Avogadro.

Esta equação leva em conta os dois tipos relevantes de interação de colisão com elétrons atômicos; as colisões fracas, que resultam na excitação ou ejeção de um elétron que carrega uma pequena quantidade de energia e colisões fortes que resultam na ejeção do elétron com uma transferência grande de energia (raio  $\delta$ ). Uma energia limiar  $W_c$  é escolhida arbitrariamente para distinguir entre uma pequena ou uma grande quantidade de energia transferida para o elétron orbital.

A contribuição das colisões fracas para o poder de frenagem foi tratada teoricamente por Bethe, 1930. Para o caso das partículas com carga  $z$  deslocando-se com velocidades superiores à velocidade dos elétrons atômicos, Bethe obteve a seguinte fórmula para poder de frenagem devido à excitação e à ionização de átomos quando  $W < W_c$ .

$$\frac{1}{\rho} S_{col} = \frac{2\pi r_e^2 m_0 c^2 N_A}{\beta^2} \frac{Z}{A} z^2 \left[ \ln \left( \frac{m_0 c^2 \beta^2 W_c}{(z \beta^2) I} \right) - \beta^2 \right] \quad (2.7)$$

onde:

$N_A$  = Número de Avogadro ( $6,02252 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ ),

$r_e$  = raio clássico do elétron  $\rightarrow e^2 / m_e c^2$  ( $2,818 \cdot 10^{-15} \text{ m}$ ),

$m_e c^2$  = energia equivalente à massa de repouso do elétron,

$\beta$  = velocidade relativa à velocidade da luz, da partícula incidente.

$z$  = carga do do projétil em unidades da carga do elétron.

$Z$  e  $A$  = número e massa atômica dos átomos alvo,

$c$  = velocidade da luz no vácuo,

$I$  = energia de excitação média.

A forte dependência com a velocidade esta representada por  $1/\beta^2$ , a qual diminui rapidamente o poder de frenagem quando  $\beta$  aumenta. Isto é visto claramente para energias baixas como mostra a figura 2.3, onde pode-se ver que o poder de frenagem diminui gradualmente até uma energia de 1 a 2 MeV antes de começar a crescer novamente. A dependência com o quadrado da carga da partícula significa que as partículas duplamente carregadas (partículas  $\alpha$ ) terão quatro vezes o poder de frenagem do elétron ou pósitron. Entretanto, a perda de energia é proporcional ao  $Z/A$  do meio, ou seja, ao número de elétrons por unidade de massa do meio (densidade de elétrons).

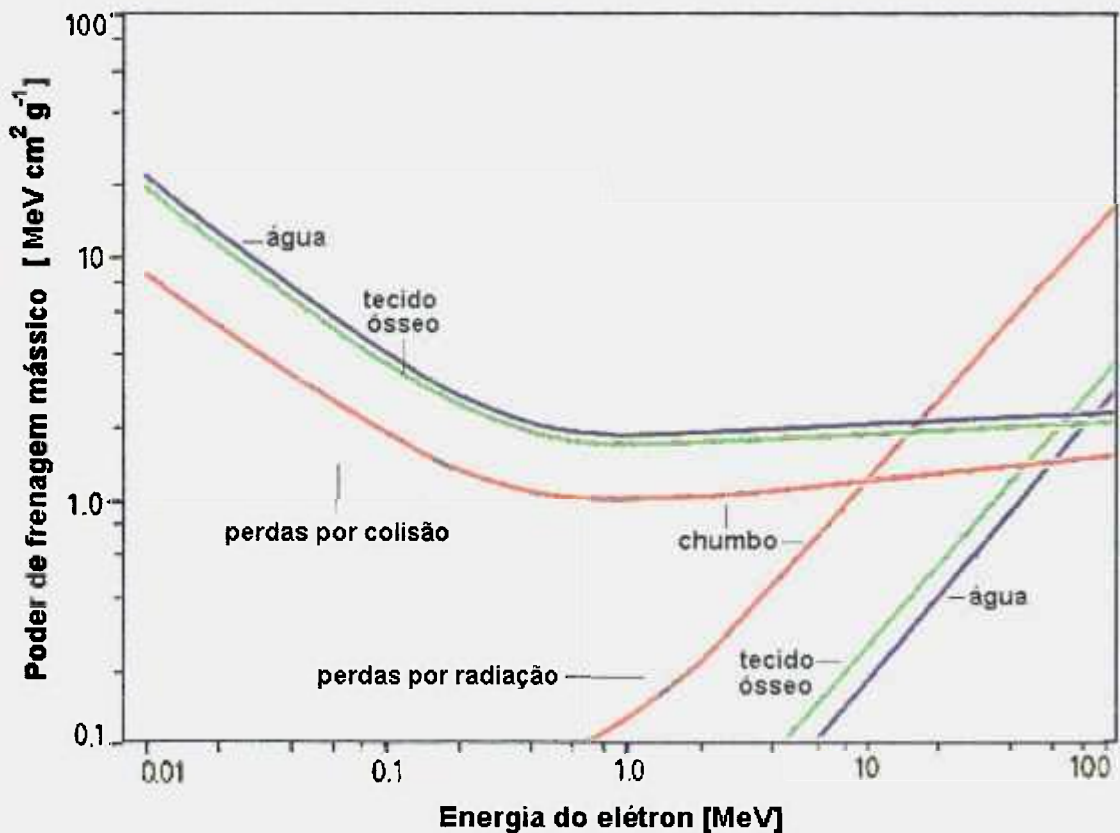


Figura 2.3 : Poder de frenagem mássico de elétrons.

### 2.5.2 Poder de frenagem mássico restrito de colisão

Na dosimetria das radiações é comum tentar determinar a fração de energia cedida e que é absorvida localmente, por exemplo, na vizinhança do percurso do elétron. Para obter esta informação com segurança devem ser feitos cálculos de transporte que levem em conta a energia inicial do espectro dos elétrons, a distribuição angular dos elétrons secundários criados pela ionização, a penetração, a difusão e a frenagem dos elétrons secundários.

O elétron perde sua energia em um grande número de interações, ele é moderado continuamente enquanto atravessa um meio. Durante as colisões a transferência de energia para o meio é pequena e, portanto, a fração de energia cedida pode ser considerada como absorvida localmente em um pequeno volume no ponto de interação. Para conhecer esta fração de energia são necessários cálculos de transporte que levem em conta a energia inicial do espectro dos elétrons, a distribuição angular dos elétrons secundários criados pela ionização, a penetração, a difusão e a frenagem dos elétrons secundários. Após a interação o elétron de maior energia cinética é definido, por convenção, como elétron primário e o outro é definido como elétron secundário. Não é possível fazer distinção entre as ionizações causadas pelos elétrons secundários ou pelos elétrons primários. Neste caso os elétrons secundários energéticos se comportam como se fossem pertencentes ao feixe primário. Em muitas situações apenas as perdas de energia que resultam em elétrons secundários com energias inferiores a um valor de corte  $\Delta$  são de interesse. O poder de frenagem mássico restrito de colisão  $L_{\Delta} / \rho$  inclui apenas estas perdas de energia e é menor que o poder de frenagem mássico não restrito.

O conceito de poder de frenagem mássico restrito de colisão é introduzido a fim de evidenciar a importância da fração de energia total liberada pelo elétron que é absorvida localmente no meio. Em radiobiologia esta grandeza é definida como transferência linear de energia e é usada para especificar a qualidade da radiação.

A transferência linear de energia pode ser caracterizada como o poder de frenagem restrito de colisão e é definido como:

$$L_{\Delta} = \left( \frac{dE}{dl} \right)_{\Delta} \quad (2.8)$$

onde  $dl$  é a distância percorrida pela partícula em um meio e  $dE$  é a energia média perdida devido as colisões nas quais a transferência de energia é inferior à um certo valor de energia  $\Delta$ , selecionado arbitrariamente, referido como energia de corte.

Por esta definição  $L_{10}$ , por exemplo, designa a transferência linear de energia (LET) quando  $\Delta = 10$  keV. Se é usado  $L_{\infty}$  para a transferência da energia total, a LET deverá ser igual ao poder de frenagem não restrito de colisão.

### 2.5.3 Poder de frenagem mássico por radiação

As interações radioativas dos elétrons resultam, frequentemente, em perdas de energia grandes, e os elétrons que sofreram tais perdas contribuem, principalmente na região de energias baixas, na distribuição de energia dos elétrons primários. A perda de energia média dos elétrons devido a colisões radioativas não pode ser dada por uma única fórmula que leve em conta todas as energias e a natureza dos materiais.

Para ilustrar uma forma do poder de frenagem de massa por radiação, é dada a expressão para energias altas :

$$\left( \frac{S}{\rho} \right)_{rad} = \frac{4r_e^2 \alpha}{\beta^2} \cdot N_A \cdot \frac{Z(Z+1)}{M_A} \cdot (\tau + 1) \cdot m_e c^2 \cdot \ln(183Z^{-1/3} + 1/18) \quad (2.9)$$

onde  $\alpha$  é a constante de estrutura fina ( $\alpha \cong 1/137$ ) e  $\tau = E / m_e c^2$

Pode-se evidenciar que o poder de frenagem de massa radioativo aumenta quase linearmente com a energia cinética do elétron na região de MeV, enquanto o poder de frenagem de massa por colisão tem uma leve dependência logarítmica com a energia naquela região [1, 36, 37, 53].

## 2.6 ALCANCE DOS ELÉTRONS

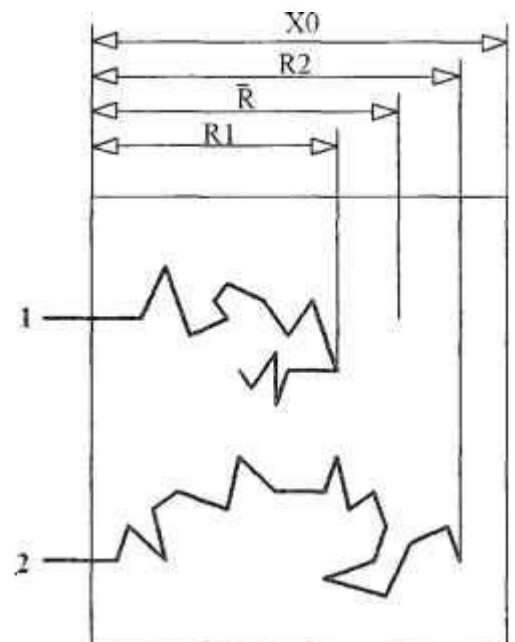
O percurso médio de um elétron de energia inicial  $E_0$  pode ser definido integrando o inverso do seu poder de frenagem mássico total, ou seja:

$$r_0 = \int_0^{E_0} \frac{dE}{\left( \frac{S(E)}{\rho} \right)_{tot}} \quad [\text{kg m}^{-2}] \quad (2.10)$$

Esta expressão está baseada na aproximação de frenagem contínua (CSDA), que representa o percurso que um elétron poderia fazer na passagem por um meio uniforme, se a sua taxa de perda de energia ao longo do percurso for sempre igual à taxa média de perda de energia. Na realidade a taxa de perda de energia varia, porém, este fato é ignorado na aproximação de frenagem contínuo.

Da mesma forma, deve ser notado que o alcance por CSDA representa o percurso dos elétrons (às vezes tortuoso) e não a profundidade de penetração na direção de incidência, como mostra a figura 2.4<sup>[4]</sup>

**Figura 2.4** : Diagrama mostrando as possíveis trajetórias de dois elétrons com a mesma energia inicial em um absorvedor de espessura  $x_0$ . Os alcances, CSDA,  $R_1$  e  $R_2$  (ou caminho total percorrido) seguem uma distribuição estatística e o alcance médio  $\bar{R}$  representa o valor médio da distribuição. Note-se que a profundidade de penetração é diferente do alcance.



## CAPITULO 3

### DOSIMETRIA DAS RADIAÇÕES

A dosimetria da radiação ou simplesmente dosimetria tem como objetivo a medida ou determinação da dose absorvida ou taxa de dose resultante da interação da radiação ionizante com a matéria<sup>[1,40]</sup>.

#### 3.1 GRANDEZAS RADIOMÉTRICAS

A medida e o estudo dos efeitos da radiação requerem vários graus de especificação do campo da radiação e do ponto de interesse, seja no ar ou na matéria. As radiações de todos os tipos, incluindo os elétrons, são caracterizadas por essas grandezas.

##### 3.1.1 Dose absorvida

O conceito de dose absorvida é aplicável a todo o tipo de radiação, direta ou indiretamente ionizante. A energia absorvida por unidade de massa é a mais importante identidade física que correlaciona os efeitos destas radiações.

Nos mecanismos de absorção de energia o importante é a energia que é dissipada localmente no ponto de interesse, isto depende das colisões dos elétrons com o meio, resultando na perda de energia.

A dose absorvida,  $D$ , é definida como a energia média,  $d\varepsilon$ , depositada em um elemento de matéria, dividida pela massa da matéria,  $dm$  :

$$D = \frac{d\varepsilon}{dm} \text{ [Gy]} \quad (3.1)$$

A unidade de dose absorvida é o  $\text{J kg}^{-1}$  e o nome especial é o gray (Gy).

Se  $\Phi_E$  é a fluência diferencial de elétrons em um meio, então a dose absorvida no meio é aproximadamente dada pela integral :

$$D = \int_{\Delta}^{E_{\max}} \Phi_E \left( \frac{L}{\rho} \right) dE \quad (3.2)$$

onde  $\Phi_E$  é a fluência total (incluindo os raios  $\delta$ ) e  $(L/\rho)\Delta$  é o poder de frenagem de colisão com a energia de corte selecionada, considerando a deposição local de energia em um certo volume<sup>[36]</sup>.

### 3.1.2 Dose absorvida em dois meios

Um problema que ocorre na prática é a determinação da dose absorvida em um meio e referi-la a um outro, por exemplo, quando é calculada a dose absorvida na água e em um simulador sólido (phantom), é necessário considerar qual poder de frenagem deverá ser utilizado. Quando o dosímetro é colocado no meio durante a irradiação, ele passa a constituir uma descontinuidade ou uma cavidade no meio, visto que, geralmente, o dosímetro difere do meio com respeito ao número atômico, à densidade e às propriedades de absorção da radiação. A energia absorvida no dosímetro é, portanto, diferente da energia absorvida pelo meio não perturbado.

Considerando que a fluência primária é a mesma em ambos os meios, utiliza-se o poder de frenagem mássico irrestrito. Pode-se considerar o equilíbrio de raios  $\delta$  em ambos os meios com boa aproximação. Assim, para um ponto fora da região de equilíbrio o cálculo da dose absorvida devido a fluência de elétrons primária  $\Phi_P(E)$ , e o poder de frenagem mássico de colisão  $(S/\rho)$ , deverá ser exatamente igual ao cálculo da dose absorvida devido a fluência total de elétrons,  $\Phi_T(E)$ , e o poder de frenagem mássico restrito  $(L/\rho)\Delta$  para qualquer valor de  $\Delta$ .

$$D_{meio} = \int \Phi_P(E) \left( \frac{S}{\rho} \right) dE = \int \Phi_{tot}(E) \left( \frac{L}{\rho} \right) dE \quad (3.3)$$

### 3.1.3 Exposição

A exposição,  $X$ , é grandeza que descreve a capacidade dos raios-X e da radiação gama de ionizar o ar. É a grandeza radiométrica mais antiga cuja definição foi apresentada pela ICRU em 1928.

Os métodos dosimétricos que utilizam a ionização do ar como referência tem sido usados por muitos anos devido às características físicas favoráveis. O ar tem o mesmo número atômico do tecido mole, portanto, é fácil correlacionar os efeitos biológicos causados pelos raios-X e a energia requerida para produzir um par de ions no ar ( $W$ ).

A definição de exposição é dada pelo “quociente de  $dQ$  por  $dm$ , onde o valor de  $dQ$  é o valor absoluto da carga total de ions de mesmo sinal produzidos no ar quando todos os elétrons liberados pelos fótons no ar de massa  $dm$  são completamente freados”.

$$X = \frac{dQ}{dm} \quad (3.4)$$

A unidade de exposição é o  $C\ kg^{-1}$  e o nome da antiga unidade é o roentgen cuja relação é  $1R = 2,580 \cdot 10^{-4}\ C\ kg^{-1}$  [27].

É importante notar que a fração da ionização causada pela reabsorção do bremsstrahlung gerado pelos elétrons secundários não esta incluída em  $dQ$ . Isto significa que o coeficiente de interação da radiação gama relativo à exposição é o o coeficiente de absorção mássico de energia,  $\mu_{en}/\rho$ , o qual exclui a contribuição de bremsstrahlung. Assim, a exposição pode ser definida em função das ionizações equivalentes do kerma para raios-X e radiação gama.

Se  $\psi$  é a fluência de fótons monoenergéticos de energia  $E$ , assim, a energia liberada pela partícula carregada por unidade de massa de ar é  $\psi$  vezes o coeficiente de absorção de energia ( $\mu_{en}/\rho$ ).

Desta forma a exposição é dada por:

$$X = \psi \left( \frac{\mu_{en}}{\rho} \right)_{ar} \frac{e}{W_{ar}} \quad (3.5)$$

onde :

$W_{ar}$  é a energia média requerida para produzir um par de ions,  $e$  é a carga eletrônica.

### 3.1.4 Dose absorvida em função da exposição

A dose absorvida no ar ou em qualquer outro material pode ser determinada da medida da exposição, uma vez que as grandezas exposição e kerma no ar podem ser determinadas com boa precisão pelos laboratórios de padronização. Sob as condições de equilíbrio eletrônico a dose absorvida no ar é dada por:

$$D_{ar} = X \frac{W}{e} \text{ [Gy]} \quad (3.6)$$

Considerando a energia absorvida por unidade de massa em dois meios de materiais diferentes sujeitos à mesma fluência de energia, podemos escrever:

$$D_m = X \frac{W}{e} \frac{(\mu_{en} / \rho)_m}{(\mu_{en} / \rho)_{ar}} \text{ [Gy]} \quad (3.7)$$

### 3.1.5 Kerma

O kerma (*kinetic energy released per unit mass*) é uma grandeza não estocástica aplicável à radiação indiretamente ionizante, os fótons por exemplo, que é utilizada para enfatizar os dois estágios no processo de transferência de energia à matéria. No primeiro estágio descrito pelo kerma a radiação primária sem carga transfere energia na forma de energia cinética das partículas carregadas que são liberadas. No segundo estágio estas partículas carregadas, devido às colisões com os átomos, transferem sua energia para a matéria.

O kerma,  $K$ , descrevendo o primeiro dos dois processos, é definido pelo quociente:

$$K = \frac{dE_{tr}}{dm} \quad (3.8)$$

onde  $dE_{tr}$  é a soma das energias cinéticas de todas as partículas carregadas liberadas pela radiação ionizante em um material de massa  $dm$ . A unidade de kerma é  $J\ kg^{-1}$  e o nome especial é o gray, Gy, igual à unidade de dose absorvida.

No caso de fótons monoenergéticos, o kerma é correlacionado com a fluência,  $\psi$ , por meio do coeficiente de transferência de energia ( $\mu_{tr}/\rho$ ), que depende da energia e do número atômico do material<sup>[20]</sup>.

Assim podemos escrever que:

$$K = \psi \frac{\mu_{tr}}{\rho} \quad (3.9)$$

### 3.1.6 Absorção de energia e coeficiente de transferência de energia

É importante distinguir entre a fração de um processo de interação que resulta simplesmente em espalhamento de fótons e aquele que resulta em transferência de energia de um fóton para as partículas carregadas. Os fótons espalhados, no efeito Compton, podem carregar uma pequena fração da energia incidente, principalmente para energias baixas, esta fração de energia no caso de fótons monoenergéticos é o coeficiente de transferência de energia  $\mu_{tr}/\rho$  que correlaciona o kerma com a fluência

$$\frac{\mu_{en}}{\rho} = \frac{\mu_{tr}}{\rho} (1 - g) \quad (3.10)$$

A fração de bremsstrahlung,  $g$ , é apreciável para materiais de número atômico alto e energias altas, porém, é pequena em materiais biológicos e energias baixas, como no intervalo de energia utilizado em proteção radiológica. Assim, os coeficientes de absorção de energia e transferência de energia são praticamente os mesmos e, conseqüentemente, a diferença entre kerma e dose absorvida é muito pequena.

## 3.2 MONITORAÇÃO INDIVIDUAL EXTERNA

A monitoração individual tem um importante papel no conceito de proteção às exposições ocupacionais devido às radiações externas, funcionando como um controle das exposições ocupacionais à radiação ionizante, limitando-as a níveis aceitáveis e fornecendo subsídios para a melhoria das condições de trabalho de forma a evitar as exposições indesejáveis.

### 3.2.1 Grandezas utilizadas em monitoração individual

A base principal do conceito para o sistema de grandezas que é válido hoje foi ampliado em 1970 e, vários anos após, os conceitos continuam sendo modificados até serem considerados completos para serem introduzidos na prática de Proteção Radiológica, implementando novas técnicas e refinando essas grandezas.

Assim, as grandezas dosimétricas (ditas primárias) foram definidas para diferentes órgãos radiosensíveis e para o corpo inteiro e, também os limites máximos admissíveis foram estabelecidos para cada um deles <sup>[17,18,19,24]</sup>.

### 3.2.2 Dose Equivalente em um órgão ou tecido

O conceito de dose equivalente,  $H$ , foi introduzido para definir a relação numérica entre os valores de dose absorvida e o risco dos efeitos estocásticos. A probabilidade de ocorrência dos efeitos estocásticos depende, além da dose absorvida, também, da energia e do tipo da radiação que ocasionou esta dose. Por isso a dose absorvida é ponderada por um fator que considera a qualidade da radiação. Este fator de ponderação quando aplicado à dose absorvida, para um ponto considerado, é chamado *fator de qualidade* e a dose absorvida ponderada é chamada *dose equivalente*,  $H$ .

A ICRP adota a grandeza dose equivalente média sobre um tecido ou órgão,  $H_T$ , para um ponto, para indicar as implicações biológicas de exposição à radiação. O fator de ponderação neste caso é chamado fator de ponderação de radiação,  $w_R$ , que é específico para o tipo e energia da radiação incidente no corpo.

$$H_T = \sum_R w_R \cdot D_{T,R} \quad (3.11)$$

onde  $D_{T,R}$  é a média das doses absorvidas no tecido ou órgão devido à radiação R e  $w_R$  para fótons e elétrons é igual a 1.

A unidade de dose equivalente no Sistema Internacional é o mesmo que para dose absorvida  $J\ kg^{-1}$ , e seu nome especial é o *sievert* (Sv)<sup>[27]</sup>.

### 3.2.3 Dose efetiva

A relação entre a probabilidade de ocorrência dos efeitos estocásticos (aleatórios) e dose equivalente depende do órgão irradiado. No entanto, é importante definir uma grandeza apropriada, derivada da dose equivalente, para indicar a combinação das diferentes doses para diferentes tecidos e uma forma de correlacioná-los com os efeitos estocásticos totais. A dose efetiva, E, é a soma ponderada das doses equivalentes,  $H_T$ , de 13 órgãos.

O fator de ponderação para o tecido,  $w_T$  representa a contribuição para o órgão ou tecido devido aos efeitos resultantes de uma irradiação uniforme de corpo inteiro.

A dose equivalente ponderada (ou dose absorvida duplamente ponderada) é definida como *dose efetiva*, E.

$$E = \sum_T w_T \cdot H_T \quad (3.12)$$

onde  $H_T$  é a dose equivalente em um órgão ou tecido e  $w_T$  é o fator de ponderação para o tecido T<sup>[27]</sup>.

A unidade de dose efetiva é o  $J\ kg^{-1}$ , e seu nome especial é o *sievert* (Sv).

Na tabela 3.1 estão correlacionados os valores do  $w_T$  para cada órgão e tecido.

**Tabela 3.1:** Fator de ponderação  $w_T$ , para órgãos e tecidos segundo o ICRP 60.

Órgão ou Tecido	$w_T$ (ICRP 60)
gônadas	0,20
medula óssea	0,12
cólon, pulmão , estômago	0,12
tórax, tireóide	0,05
bexiga, fígado, esôfago	0,05
pele, ossos	0,01
outros órgãos e tecidos	0,05

### 3.3 GRANDEZAS OPERACIONAIS, $H_p(d)$

Um sistema de limitação de dose para propósitos de monitoração individual baseado na dose equivalente no órgão,  $H_T$ , para os efeitos não estocásticos e a dose efetiva,  $E$ , para efeitos estocásticos não apresentaria resultado satisfatório porque na prática nem  $H_T$  nem  $E$  poderiam ser avaliadas, uma vez que é necessário um bom conhecimento da distribuição da dose no corpo. A ICRU-39<sup>[31]</sup> recomenda o uso de duas grandezas operacionais para monitoração individual.

O primeiro desses conceitos é a dose equivalente individual penetrante  $H_p(d)$  apropriada para órgãos ou tecidos situados a uma profundidade no corpo na qual podem ser irradiados por radiação fortemente penetrante,  $d=10$  mm, portanto,  $H_p(10)$ . As radiações fortemente penetrantes são fótons de energias superiores a 12 keV e nêutrons.

O segundo conceito é o de dose equivalente individual para órgãos ou tecidos que podem ser irradiados pelos dois tipos de radiação, fracamente e fortemente penetrante.

As radiações fracamente penetrantes são as radiações beta com energias abaixo de 2 MeV e fótons com energias inferiores a 15 keV. Para este caso  $d=0,07$  mm.

É proposta a utilização de dose equivalente pessoal para uma profundidade igual a 0,07 mm para a pele,  $H_p(0,07)$ , e 3 mm para o cristalino  $H_p(3)$ <sup>[11,23,27]</sup>.

A radiação gama, os raios-X e a radiação beta de energia baixa são facilmente absorvidos por material biológico e são caracterizados por uma rápida mudança da taxa de dose com a profundidade. Isto aumenta os problemas da dosimetria e, em particular, as dificuldades de correlacionar a resposta do dosímetro com a dose no tecido.

Em particular, a interação entre as grandezas dosimétricas relevantes para a monitoração individual tem sido discutida para campos de radiação monoenergéticos em distribuição angular convencional. Na prática, é altamente improvável que os campos de radiação aos quais os trabalhadores estão expostos, sejam monoenergéticos, e é também improvável que sejam monodirecionais em relação ao trabalhador.

### 3.4 EFEITOS BIOLÓGICOS

Nos últimos anos, novos e extensivos dados tem sido obtidos no que concerne à radiobiologia e morfologia da pele, olhos e testículos, que são órgãos superficiais com células sensíveis próximas à superfície do corpo, que podem ser preferencialmente expostos à radiações pouco penetrantes.

Os efeitos biológicos produzidos pelas radiações ionizantes podem ser classificados em função de<sup>[11]</sup> :

momento de aparição:

- efeitos precoces
- efeitos tardios

danos sofridos pela pessoa ou por seus descendentes:

- efeitos somáticos
- efeitos hereditários

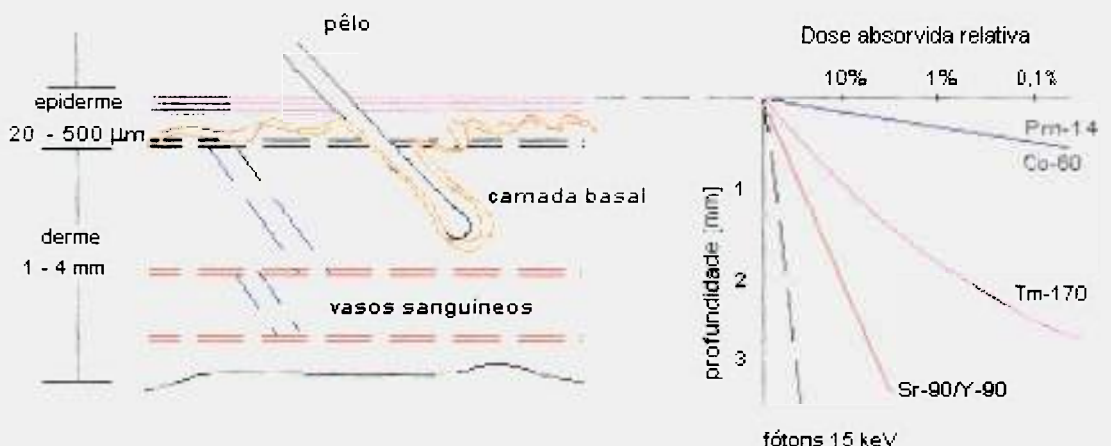
suas características:

- efeitos estocásticos (aleatórios)
- efeitos determinísticos (não aleatórios)

Os três órgãos de risco potencial à radiação beta são: *pele*, *cristalino* e *gônadas*. Do ponto de vista de importância biológica, a camada de célula basal da pele tem sido considerada pela ICRP e por outros órgãos normalizadores como o órgão de maior risco devido à sua proximidade da superfície do corpo.

A pele consiste de duas camadas distintas, a epiderme e a derme, representadas esquematicamente na figura 3.1.

A epiderme tem uma espessura aproximada de  $2 \text{ mg.cm}^{-2}$  ( $20 \text{ }\mu\text{m}$ ), esta espessura varia de acordo com a parte do corpo que é considerada. A derme é uma camada de tecido conectivo de 3 - 4 mm de profundidade e suporta várias estruturas importantes como os pelos, as glândulas sebáceas e as sudoríparas. Existem também, redes de vasos sanguíneos que correm paralelas à pele a várias profundidades. É na camada basal da epiderme, considerada num intervalo de 20 a  $100 \text{ }\mu\text{m}$  da superfície, que acontece muitas das divisões celulares, e pode ocorrer os efeitos determinísticos agudos, como ulcerações e escamações, e os efeitos estocásticos, como indução de câncer.



**Figura 3.1:** Representação esquemática da pele e a relação entre a profundidade das estruturas importantes e a dose absorvida em função da profundidade para várias radiações beta e fótons de 15 keV <sup>[11]</sup>.

Apesar do fato das irradiações de corpo inteiro por elétrons monoenergéticos não representar uma prática usual rotineira em Proteção Radiológica, os elétrons são de interesse, visto sua especificidade de penetração

nos tecidos moles ao longo de sua trajetória. Para elétrons com energias entre 60 keV e 10 MeV o intervalo de penetração é de 5  $\mu\text{m}$  a 5  $\text{cm}$ <sup>[12, 13, 30, 48]</sup>, por isso, é muito importante em Proteção Radiológica ter um bom conhecimento da distribuição de dose na pele, que é um dos órgãos que contribuem para a dose efetiva de corpo inteiro.

A dose equivalente ocupacional para a pele (incluindo mãos e pés) foi limitada a 500 mSv por ano<sup>[45]</sup>. Esta dose deve ser determinada a 0,07 mm (7mg.cm<sup>-2</sup>) e sobre uma área exposta de 1 cm<sup>2</sup>.

A determinação destas grandezas é o objetivo principal da dosimetria beta. Um grande número de métodos têm sido desenvolvidos nos últimos anos para avaliar doses superficiais no tecido. Eles são baseados principalmente em termoluminescência (TL) ou detectores de emissão exoeletrônica termicamente estimulados (TSEE).

### 3.5 DOSÍMETROS TERMOLUMINESCENTES

A emissão termoestimulada de luz foi descoberta no século XVII por Boyle, aquecendo um diamante. Os primeiros fundamentos teóricos foram elaborados por Urbach e depois por Randall e Wilkins, que apresentaram um esquema simples utilizado ainda hoje na maioria dos modelos propostos. O domínio de aplicação da termoluminescência (TL) é vasto e vai da física dos sólidos (caracterização dos defeitos) à dosimetria das radiações ionizantes, que nas últimas décadas tem feito grandes progressos<sup>[8,18,25,39]</sup>.

A TL é a liberação na forma de luz da energia estocada em um fósforo, quando o mesmo é aquecido. O fósforo TL quando pré excitado por algum tipo de radiação natural ou artificial retém esta energia e a libera quando aquecido a uma temperatura bem definida (pico). Esta energia é liberada como luz visível e pode facilmente ser detectada por uma fotomultiplicadora associada a um equipamento eletrônico.

Um *cristal* iônico é um arranjo ordenado e alternado de ions positivos e negativos. A energia de ligação do cristal é regida essencialmente pelas interações eletrostáticas (força de Coulomb). O cristal iônico *perfeito* se caracteriza pela repetição rigorosamente periódica de uma *malha* de forma e contornos definidos,

de maneira que a estrutura cristalina se torna mais complexa a medida que a ionicidade diminui e o número de íons aumenta.

Os cristais reais observados, naturais ou sintéticos, não tem uma estrutura perfeitamente definida e contém todos os tipos de defeitos, que são responsáveis pelas propriedades físicas importantes nos processos de termoluminescência.

### 3.5.1 Princípio do Mecanismo TL

Numa rede cristalina inorgânica perfeita, os níveis de energia eletrônicos mais externos dos átomos formam uma série de bandas contínuas de energia *permitidas*, separadas por regiões *proibidas*. A banda completa mais alta é chamada de *banda de valência* que é separada por vários elétron-Volts da banda incompleta mais baixa que é a *banda de condução*. A presença de defeitos térmicos ou intrínsecos de rede e ou de impurezas, naturais ou induzidos artificialmente, dão origem a níveis de energia discretos na região proibida entre as duas bandas. Dois tipos de níveis são introduzidos:

- níveis de armadilhamento;
- níveis de recombinação.

A radiação ionizante é absorvida no material e produz elétrons livres. Isto equivale à transferência de elétrons da banda de valência para a banda de condução, criando um buraco (lugar da carga positiva) na banda de valência. Esses elétrons livres e buracos podem se mover através do cristal até se recombinarem ou serem armadilhados em estados metaestáveis sendo associados com defeitos no cristal, tais como as impurezas

O espaço ("gap") entre a armadilha e a banda de condução é que determina a energia necessária para liberar um elétron e produzir a termoluminescência; é característico do material utilizado.

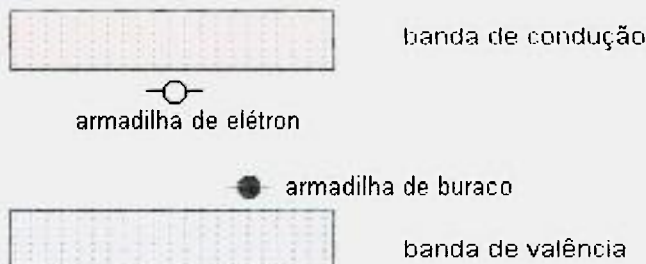
A figura 3.2a mostra como a radiação ionizante excita um elétron, que vai para a banda de condução deixando um buraco na banda de valência<sup>[39]</sup>.

Quando o material TL é exposto à radiação são formados muitos pares elétron-buraco, figura 3.2b.

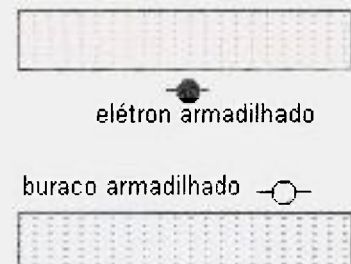
Destes, cerca de 99% ou mais se recombinam e a parte restante fica armadilhada nos defeitos da rede do sólido cristalino em um estado de energia metaestável.

Esses condutores de carga, na temperatura ambiente, podem permanecer por longos períodos armadilhados nestes defeitos, figura 3.2c. Se o cristal é aquecido, os elétrons (e buracos) são termicamente liberados das armadilhas, retornando para a banda de condução. Em seguida, uma grande parte poderá se recombinar com os centros de carga oposta, acompanhada de emissão de luz, ou ser rearmadilhada, figura 3.2d. A recombinação direta elétron-buraco entre as bandas resulta em fótons de energia maior ou igual à diferença de energia entre bandas, de modo que existe uma alta probabilidade de auto-absorção.

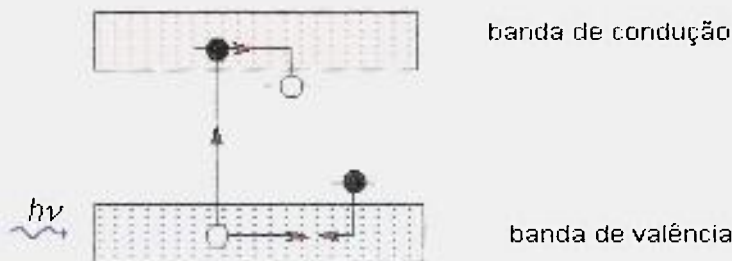
a) modelo de banda do TL



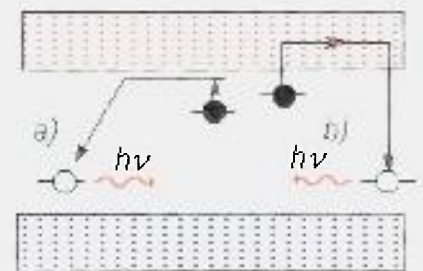
c) armadilhamento



b) excitação



d) estimulação térmica



**Figura 3.2 :** Diagrama do processo de termoluminiscência <sup>[39]</sup>

### 3.5.2 Emissão de luz

Uma das propriedades interessantes da TL é que para elétrons de uma dada energia, a intensidade da luz emitida é proporcional à dose absorvida. Esta propriedade é usada para medir a dose de radiação a qual o fósforo foi exposto. Isto é feito por meio de um leitor TLD, consistindo de um elemento controlador de temperatura e um sistema de fotomultiplicadora que quantifica a luz emitida durante o aquecimento do material. Em muitos leitores TL a intensidade da luz integrada é medida como uma função do ciclo de aquecimento . Assim a dosimetria TL consiste de duas partes:

- a) exposição à radiação: deixa os elétrons excitados em armadilhas metaestáveis;
- b) leitura: consiste no aquecimento controlado do TLD exposto e da medida da intensidade da luz emitida.

O processo de aquecimento para observação de luz TL pode ser descrito da seguinte maneira: em temperaturas baixas, a probabilidade de desarmadilhamento é zero ou desprezível, ou seja, os condutores de carga não tem energia cinética suficiente para escaparem do poço de potencial da armadilha, quando a temperatura aumenta, esta probabilidade de escape aumenta. A intensidade de luz emitida passa por um ponto de máximo que é o pico de emissão, para uma temperatura característica, devido ao decréscimo no número de cargas armadilhadas (curva de emissão). (O  $\text{CaSO}_4:\text{Dy}$ , por exemplo, apresenta o pico dosimétrico principal à temperatura de  $220^\circ\text{C}$ , com dois picos instáveis a  $80^\circ\text{C}$  e  $120^\circ\text{C}$ ). O processo de aquecimento esvazia todas as armadilhas, possibilitando a reutilização dos cristais.

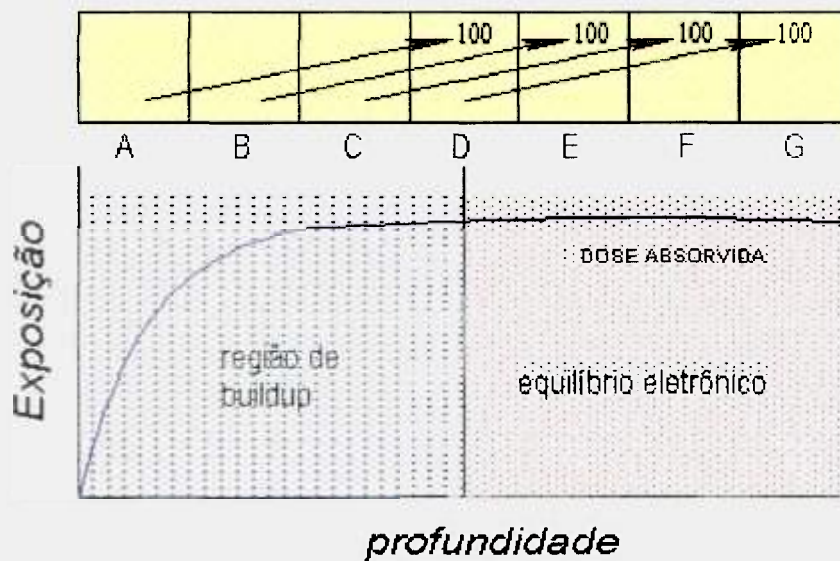
Na prática, são necessários certos procedimentos de tratamentos térmicos para devolver ao cristal suas características iniciais, e a sua eficiência TL é função de sua história térmica e de irradiação<sup>[9,22,46,49]</sup>.

### 3.5.3 Equilíbrio eletrônico - Buildup

Quando um fósforo TL é irradiado por um feixe de fótons, seja para medidas ou para calibração, é necessário uma atenção especial para que haja equilíbrio eletrônico. Este conceito é ilustrado na figura 3.4.

Em cada região do material (A, B,.....,G) os elétrons estão em movimento devido às interações dos fótons. O alcance R do elétron, é função direta da energia do fóton. Na metade do bloco, em D, a profundidade é igual ao alcance.

Este equilíbrio eletrônico é mantido contando que o material seja contínuo. A espessura requerida para obter o equilíbrio eletrônico (bloco de A até D) é a “região de buildup”.



**Figura 3.4** Diagrama esquemático da relação de espessura de “buildup” para o equilíbrio eletrônico<sup>[8]</sup>.

O equilíbrio eletrônico com um meio existe sob condições de irradiação quando na média, para toda partícula carregada que deixa um ponto considerado, outra partícula carregando a mesma energia entra no mesmo ponto. Esta condição é alcançada usando uma quantidade apropriada de material sobre a amostra que será irradiada. Nos primeiros milímetros da amostra há um rápido aumento da dose absorvida até atingir um valor máximo na região de buildup, da

curva A. Quando uma amostra de material TL é irradiado por um feixe de fótons sem a quantidade necessária de material de buildup, a dose média recebida é algumas vezes menor do que a dose na condição de equilíbrio<sup>[8]</sup>.

A quantidade de material requerida é diretamente dependente da energia do fóton. É usualmente expressa em termos de massa por área ( $\text{mg}/\text{cm}^2$ ) ou em termos de espessura de densidade do material. Os valores de buildup requeridos para diversos materiais e para diferentes energias dos fótons são tabelados<sup>[8]</sup>.

Normalmente os plásticos como Lucite, Teflon e Nylon são recomendados como material de buildup. Se o dosímetro TL for colocado em um fantoma do mesmo material provém todo o material de buildup.

### 3.6 DOSÍMETROS TL NA MONITORAÇÃO DA RADIAÇÃO BETA E GAMA

Não existe dosímetro sensível somente aos raios beta. Normalmente, a determinação de  $H_p(0,07)$  não exige uma separação da contribuição da radiação beta e da radiação gama para a dose avaliada, no entanto, quando  $H_p(0,07)$  é determinada com dosímetros de radiação gama, a resposta para beta é pobre.

Os dosímetros TL usados atualmente em monitoração individual, e para medidas de  $H_p(0,07)$  foram recentemente classificados por Christensen e Fellingner, 1994<sup>[11]</sup>, em quatro categorias conforme é mostrado na tabela 3.2.

Para a monitoração beta foi desenvolvido nos últimos anos um novo método baseado em dosímetros multi elemento. Este método utiliza dois ou três TLD's para a determinação da distribuição da energia beta efetiva no material TL e um quarto elemento poderá ser adicionado para corrigir a distribuição de dose devido à radiação gama em cada um dos três elementos.

O método consiste especificamente na determinação da distribuição da dose e no cálculo da energia efetiva beta incidente baseado na resposta dos três TLD's e, referir esta resposta ao tecido, uma vez que o  $\text{CaSO}_4 \cdot \text{Dy}$  não é tecido equivalente. Para os cálculos de distribuição de dose utiliza-se códigos computacionais adaptados ao transporte de elétrons<sup>[47]</sup>.

**Tabela 3.2:** Classificação dos métodos de dosimetria TL na pele.

Dosímetros TL intrinsecamente finos	Dosímetros sensíveis na superfície	Dosímetros multi elementos	Avaliação especial e/ou análise da curva de emissão de luz
<ul style="list-style-type: none"> <li>- Microlâminas de Teflon e material TL</li> <li>- Materiais TL embebidos em resinas estáveis</li> <li>- Fixação de materiais TL em fitas auto-adesivas</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Redução da transparência à luz de detectores espessos pela adição de grafite ou outros materiais opacos</li> <li>- Criação de armadilhas próximas à superfície do detector pela difusão de boro em LiF</li> <li>- Fixação de camadas finas de TL sob uma base inativa</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Dois ou mais dosímetros TL sob diferentes filtros</li> <li>- Dois ou mais dosímetros TL em um arranjo em camadas</li> </ul>	<ul style="list-style-type: none"> <li>- Leituras independentes da superfície anterior e posterior do dosímetro TL (20 mm de profundidade) por aquecimento com laser</li> <li>- Determinação da dose em função da profundidade em dosímetros espessos por análise da curva de emissão de luz (deconvolução) para taxas elevadas de aquecimento (<math>36 \text{ K s}^{-1}</math>)</li> </ul>

Neste trabalho é utilizada a terceira classificação, que é a de dosímetros de multi elementos usando detectores finos. Neste caso, o uso de vários detectores com diferentes combinações de filtros, pode fornecer informações especiais sobre a qualidade da radiação e a separação da contribuição de dose devido à radiação beta e gama em campo misto.

#### Definições

**Sistema dosimétrico:** conjunto de dosímetros TLD + filtros + porta-dosímetros

**Dosímetro:** elemento sensível, TLD, integrante do sistema dosimétrico

**Detector :** elemento sensível, não necessariamente pertencente ao sistema dosimétrico

## CAPITULO 4

### SISTEMA DOSIMÉTRICO

#### 4.0 SISTEMA DOSIMÉTRICO DESENVOLVIDO

Este trabalho propõe uma nova abordagem para o desenvolvimento de um sistema dosimétrico beta/gama baseada na utilização intensiva de modelos computacionais que simulam a deposição de energia pelos elétrons e pela radiação gama em materiais, de programas de cálculo que possibilitam a determinação da energia depositada pelas radiações beta e gama no material dosimétrico em função da composição química, espessura e densidade e, finalmente, pela validação por meio de medidas experimentais.

O sistema dosimétrico a ser desenvolvido, proposto neste trabalho, para aplicação na monitoração pessoal em campo misto beta/gama, consiste na determinação da dose equivalente e da energia efetiva das radiações beta e gama utilizando um conjunto de dosímetros TL de espessura reduzida e de filtros de absorção. Mediante a utilização de códigos de transporte de elétrons (determinísticos e/ou estatísticos), são desenvolvidos modelos computacionais e programas de cálculo para<sup>[14,23,51]</sup>:

- otimização dos parâmetros de projeto do dosímetro beta/gama : espessura do TLD, e espessura e natureza dos filtros;
- determinação da energia absorvida no dosímetro e da energia efetiva da radiação (beta ou gama) a partir das leituras efetuadas nos TLDs e a calibração do dosímetro, com as correções de todas as variáveis que influenciam esta determinação;
- cálculo de  $H_p(10)$  para radiação gama e  $H_p(0,07)$  para radiação beta no tecido, a partir da determinação da energia absorvida no dosímetro e da energia efetiva da radiação (beta ou gama).

## 4.1 OTIMIZAÇÃO DOS PARÂMETROS DE PROJETO DO DOSÍMETRO

### 4.1.1 Parâmetros iniciais de projeto

Para poder discriminar entre a contribuição das radiações beta e gama para as várias energias presentes em um campo misto, foi definido inicialmente, um portadosímetro do tipo multi-elemento com 11 áreas de medição, sendo 4 para radiação beta e 7 para radiação gama, cada uma com seu próprio material sensível + filtro. Com o intuito de permitir um estudo abrangente, o modelo foi superdimensionado quanto ao número de filtros (áreas de medição) considerando os vários trabalhos descritos na literatura <sup>[2,14,19,21]</sup>.

O elemento sensível a ser utilizado é o dosímetro TL produzido no IPEN-CNEN/SP (TLD-IPEN) composto de  $\text{CaSO}_4:\text{Dy}$  com Teflon<sup>®</sup> numa proporção de 2 partes de Teflon<sup>®</sup> para 1 de Sulfato de Cálcio dopado com Disprósio (0,1% molar de Dy) com 6 mm de diâmetro e massa de 20 e 50 mg. Este elemento sensível foi escolhido devido a sua alta sensibilidade TL para radiação X e gama, baixo custo e facilidade de obtenção.

#### 4.1.1.1 Elemento sensível e filtros para radiação gama

Com base no sistema dosimétrico TL atualmente em utilização no IPEN e outros, foi especificado o seguinte material sensível + filtros para radiação gama <sup>[10]</sup>:

- Elemento sensível : dosímetro TL  $\text{CaSO}_4:\text{Dy}$  (TLD-IPEN), diâmetro: 6 mm e massa de 50 mg.

- Filtros :

Filtro N°	Natureza	espessura [ $\text{g}/\text{cm}^2$ ]
1	sem filtro	0
2	polietileno	0,300 (3 mm)
3	Al	0,405 (1,5 mm)
4	Cu	0,536 (0,3 mm)
5	Cu	0,268 (0,6 mm)
6	Sn-Pb	0,684 (0,8 mm)
7	Pb	0,567 (0,5 mm)

#### 4.1.1.2 Elemento sensível e filtros para radiação beta

Os dosímetros TL utilizados para a monitoração beta podem ser preparados com diferentes espessuras para se obter um volume médio comparável ao órgão onde a dose será avaliada,  $H_P(0,07)$ , no entanto, existe um compromisso entre espessura e sensibilidade; a sensibilidade é diretamente proporcional à massa do material luminescente.

- Elemento sensível : Para a radiação beta foi especificado o dosímetro TL  $\text{CaSO}_4:\text{Dy}$  (TLD-IPEN), diâmetro: 6mm e massa de 20 mg, para minimizar a resposta à radiação gama neste dosímetro e aumentar a sensibilidade à radiação beta.
- Filtros : Para os filtros foi escolhido o alumínio, que por ter um número atômico efetivo ( $Z$ ) baixo, minimiza a probabilidade de emissão de bremsstrahlung.

Filtro N°	Natureza	espessura [g/cm <sup>2</sup> ]
1	Poliéster + Al	0,0008
2	Al	0,00405 (15 $\mu\text{m}$ )
3	Al	0,0405 (150 $\mu\text{m}$ )
4	Al	0,091 (300 $\mu\text{m}$ )

## 4.2 DETERMINAÇÃO DA DOSE ABSORVIDA NO DOSÍMETRO

Para avaliar quantitativamente a resposta do dosímetro em termos de dose absorvida no TLD em função dos filtros e das energias da radiações gama e beta foi desenvolvida uma metodologia de cálculo para a determinação da energia depositada no dosímetro TL escolhido.

A determinação da distribuição da energia depositada no material TLD é função da energia da radiação, do número atômico  $Z$ , da massa atômica  $A$  e da densidade dos filtros o do material TL.

O emprego de modelos computacionais (que simulam a deposição de energia por elétrons e radiação gama em materiais), sejam estatísticos como o método de Monte Carlo ou determinísticos, são amplamente utilizados. Neste trabalho foi utilizado o programa EDMULT (determinístico).

### 4.2.1 Determinação da energia depositada no TLD devido à radiação gama

A energia depositada no dosímetro TL pela radiação gama depende da energia da radiação incidente, da composição do material e dos coeficientes mássicos de atenuação e coeficientes mássicos de absorção de energia para cada um dos elementos que compõem o material dosimétrico. A emissão de luz pelo TLD, quando aquecido, é diretamente proporcional à energia absorvida. Esta característica é uma das vantagens do TLD pois pode se obter uma relação linear entre a energia absorvida e a luz emitida<sup>[11,38]</sup>.

As energias da radiação gama incidente que foram utilizadas para o cálculo da energia depositada no TLD estão dentro da faixa de utilização em Proteção Radiológica. Estes valores são:

$E_\gamma$	$E_0$	$E_1$	$E_2$	$E_3$	$E_4$	$E_5$	$E_6$	$E_7$	$E_8$	$E_9$	$E_{10}$	$E_{11}$	$E_{12}$	$E_{13}$
[MeV]	0,04	0,05	0,06	0,08	0,15	0,20	0,30	0,40	0,50	0,60	0,80	1,0	1,5	

Para os cálculos de energia absorvida considerou-se o dosímetro TL (pastilha) exposto a um fluxo unitário de radiação gama ( $\phi_\gamma = 1 [\gamma/\text{cm}^2.\text{s}]$ ), como mostra a figura 4.1

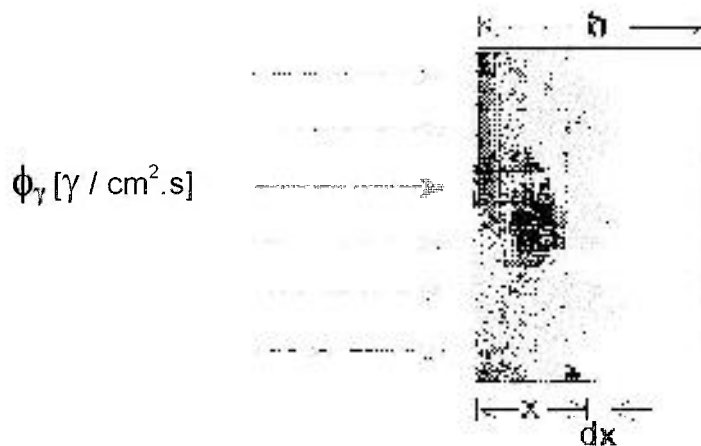


Figura 4.1 : Irradiação do dosímetro TL com radiação gama.

A energia depositada em MeV.cm<sup>2</sup>/g.s na profundidade x e na espessura dx é:

$$dE_{\text{dep}} = \phi \cdot \mu_{\text{en}} \cdot E_{\gamma} \cdot e^{-\mu_{\text{aTLD}} \cdot x} \cdot dx \quad (4.1)$$

onde :

$\phi$  = fluxo de  $\gamma$ /s

$\mu_{\text{en}}$  = coeficiente de absorção de energia [cm<sup>2</sup>/g]

$E_{\gamma}$  = energia da radiação gama em [ MeV/  $\gamma$ ]

$\mu_{\text{aTLD}}$  = coeficiente de absorção total [cm<sup>2</sup>/g]

$b$  = espessura da pastilha [g/cm<sup>2</sup>].

A energia total depositada na pastilha, é :

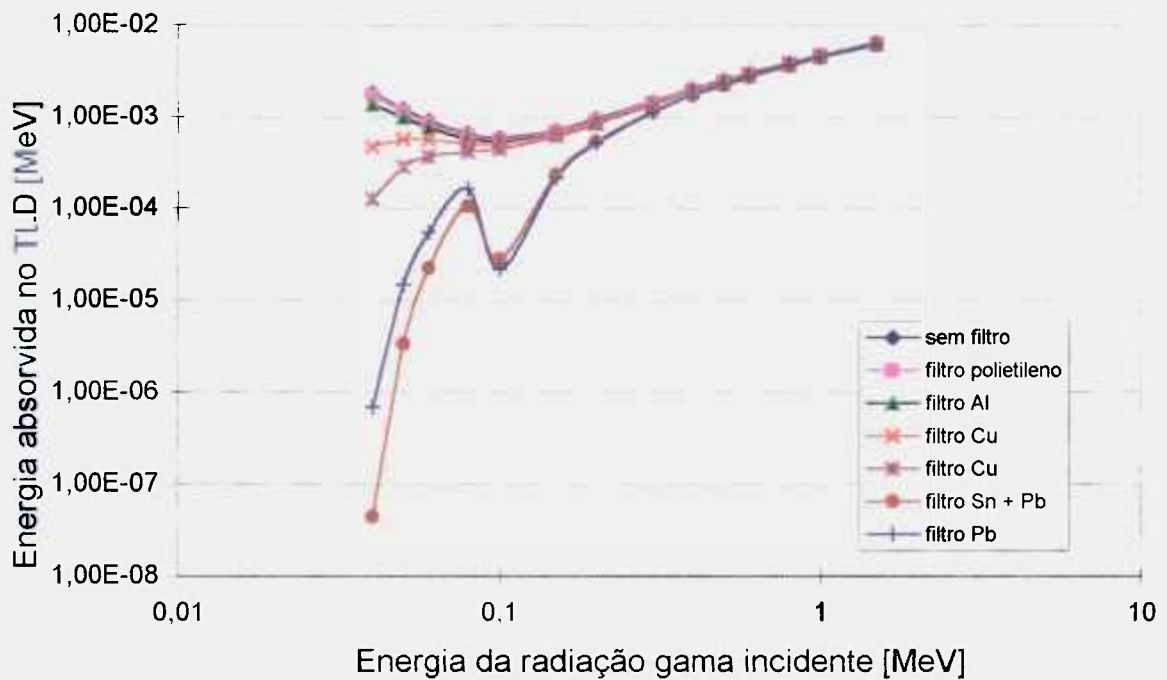
$$E_{\text{total TLD}} = \int_0^b \phi \cdot e^{-\mu_{\text{aTLD}} \cdot x} \cdot \mu_{\text{enTLD}} \cdot E_{\gamma} \cdot dx \quad (4.2)$$

$$E_{\text{totalTLD}} = \mu_{\text{enTLD}} \cdot E_{\gamma} \cdot \phi \cdot \int_0^b e^{-\mu_{\text{aTLD}} \cdot x} \cdot dx \quad (4.3)$$

$$E_{\text{totalTLD}} = \left[ \frac{1}{\mu_{\text{aTLD}}} - \frac{1}{\mu_{\text{aTLD}}} \cdot e^{-\mu_{\text{aTLD}} \cdot b} \right] \cdot \mu_{\text{enTLD}} \cdot E_{\gamma} \phi \quad [\text{MeV/s}] \quad (4.4)$$

Os cálculos foram realizados para o dosímetro TL irradiado sob todos os filtros definidos em 4.1.1.1. Os coeficientes mássicos de absorção total e de absorção de energia para os elementos componentes do TLD e dos filtros (Ca, S, O, C, F, Al, Cu, Sn, Pb, H) foram obtidos por meio de tabelas <sup>[1,7]</sup>. Um exemplo do cálculo realizado utilizando o programa MathCad 6.0 é mostrado no **anexo 2**.

Os resultados obtidos em termos de energia depositada no TLD em função da energia da radiação gama incidente e dos filtros estão mostrados na figura 4.2. Com estes resultados foi possível correlacionar a resposta do TLD em função dos filtros (filtros discriminadores) para determinar a energia efetiva da radiação gama incidente.



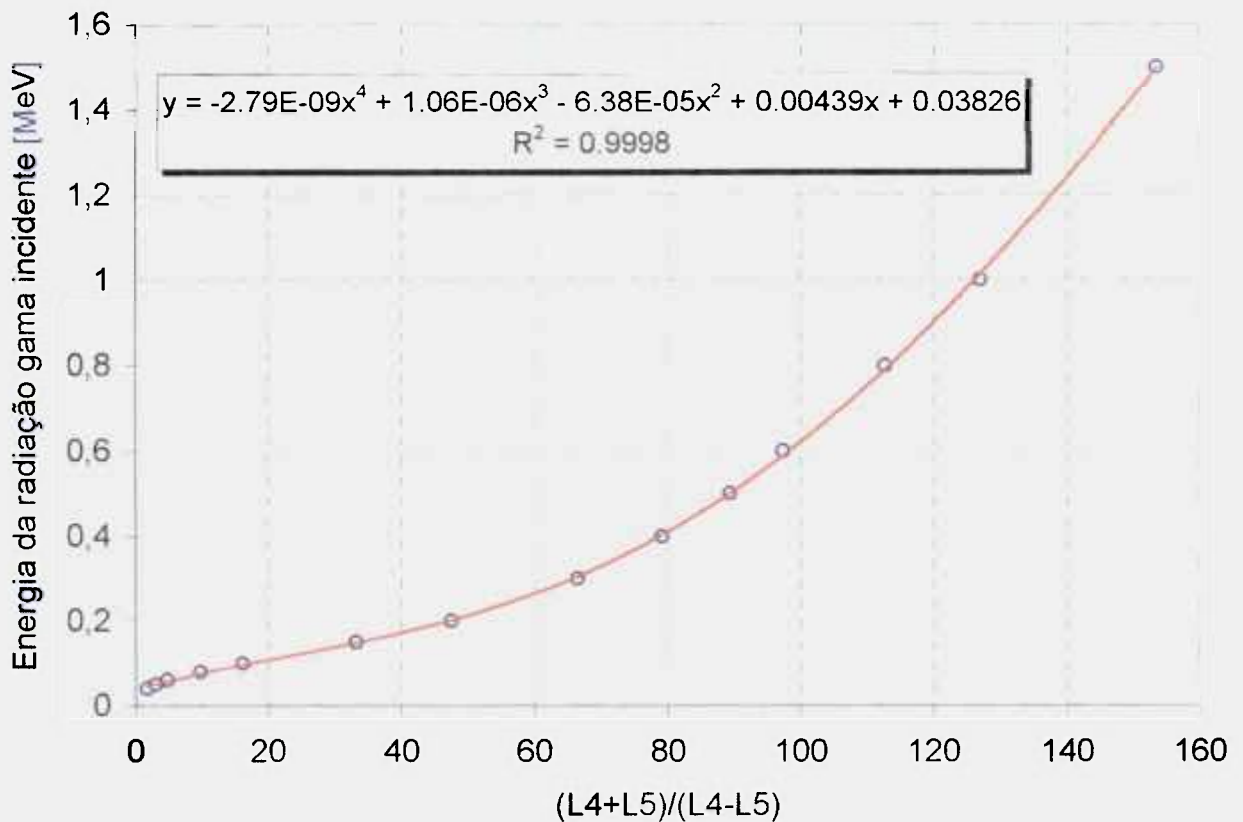
**Figura 4.2:** Energia absorvida no TLD em função da energia da radiação gama incidente.

Definimos energia gama efetiva como a energia dos fótons incidentes que deposita no dosímetro TL uma energia igual à média das energias depositadas por fótons de diferentes energias<sup>[49]</sup>.

Com os valores da energia depositada no dosímetro TL sob os diferentes filtros, para o intervalo de energias já definido, foram realizadas diversas correlações para obter uma função que seja dependente da energia gama efetiva e independente das leituras. Das várias correlações testadas para os 7 tipos de filtros, optou-se pela utilização dos filtros de cobre de 0,3 e 0,6 mm de espessura (L4) e (L5) respectivamente. A relação  $(L4+L5)/(L4-L5)$  foi escolhida devido a apresentar :

- melhor correlação;
- maior sensibilidade na região de energia baixa.

Também, a utilização dos filtros de cobre permite a obtenção de uma leitura isenta da contribuição da radiação beta.



**Figura 4.3 :** Relação entre as leituras TL dos dosímetros sob os filtros de cobre em função da energia gama efetiva.

Na figura 4.3 foi graficada a relação  $(L4+L5)/(L4-L5)$  em função da energia gama efetiva. A expressão analítica de maior precisão, que permite o cálculo da energia efetiva a partir de  $(L4+L5)/(L4-L5)$  em todo o intervalo de energia gama (0,04 - 1,5 MeV), foi encontrada quando realizado o ajuste em um polinômio de grau 4.

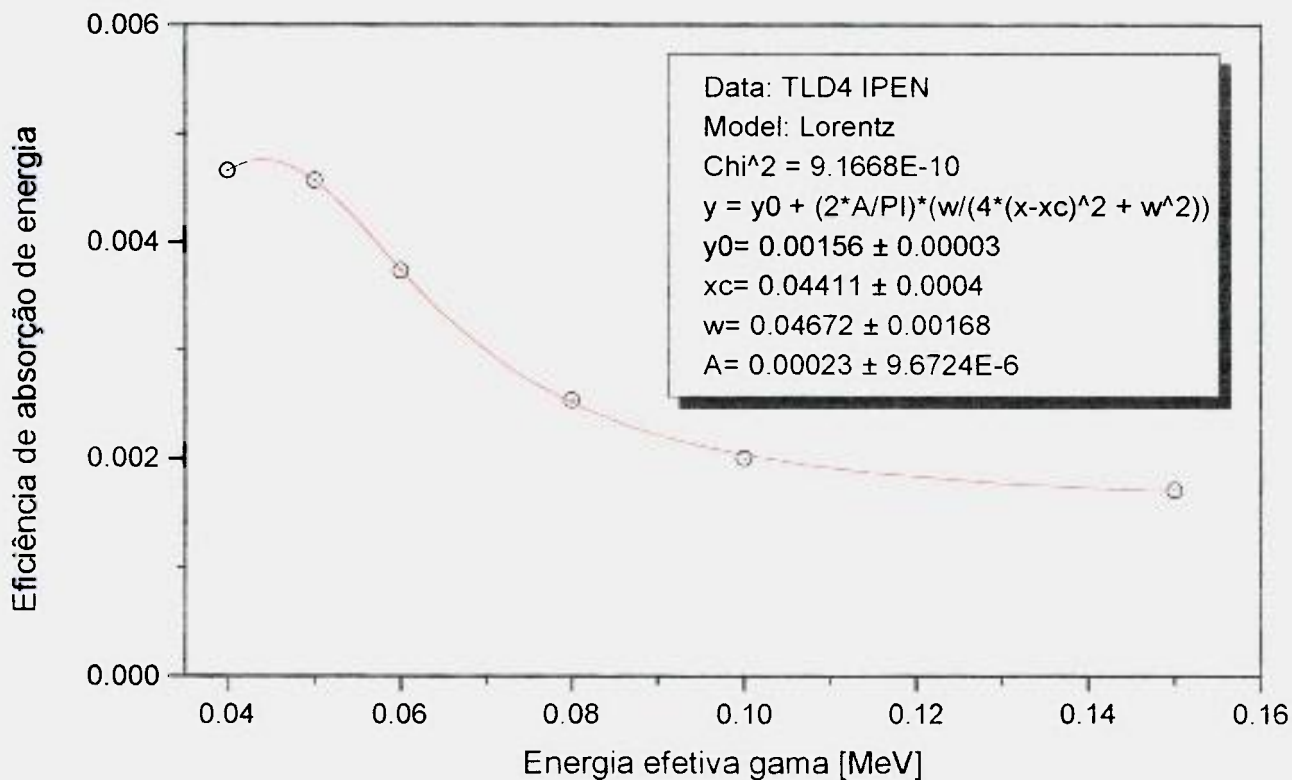
A eficiência de absorção de energia do TLD em função do filtro e da energia gama efetiva é definida como o quociente entre a energia absorvida no TLD e a energia efetiva. A figura 4.4 mostra a eficiência de absorção de energia para L4 (0,3 mm).

A expressão analítica que correlaciona a eficiência de absorção de energia com a energia gama efetiva foi obtida pelo ajuste dos dados em duas partes como mostram as figuras 4.5 e 4.6.

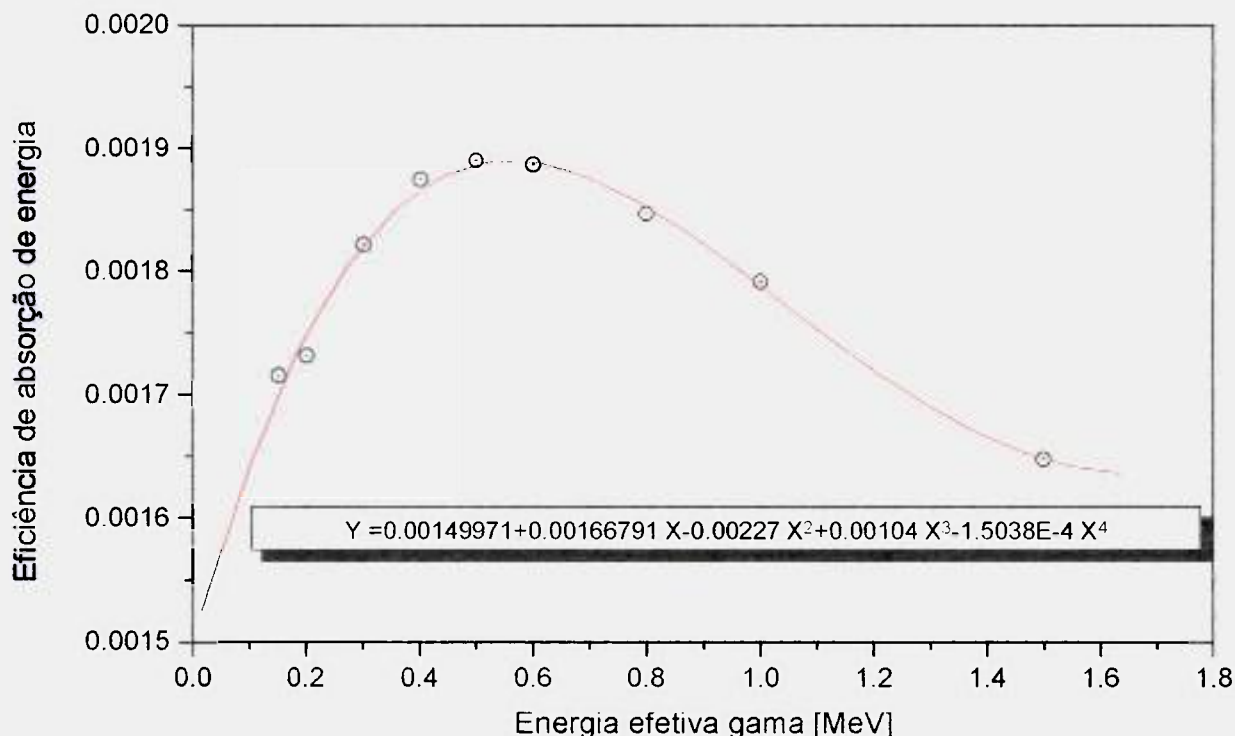
O fator de calibração FC é obtido a partir da leitura L4 após a irradiação em um campo gama conhecido. O FC leva incorporado a eficiência de absorção de energia do dosímetro TL para a energia gama de calibração.



**Figura 4.4 :** Eficiência de absorção de energia para o dosímetro posicionado sob o filtro de 0,3 mm de cobre.



**Figura 4.5 :** Eficiência de absorção de energia para o dosímetro posicionado sob o filtro de 0,3 mm de cobre para  $E_{\text{efet.}} < 0,14$  MeV .



**Figura 4.6 :** Eficiência de absorção de energia para o dosímetro posicionado sob o filtro de 0,3 mm de cobre para  $E_{\text{efet.}} > 0,14$  MeV .

#### 4.2.2 Determinação da energia depositada no TLD devido à radiação beta

Para o cálculo da energia da radiação beta depositada no TLD foi utilizado o programa EDMULT, de autoria de TABATA e ITO<sup>[52]</sup>, desenvolvido no Takasaki Radiation Chemistry Research Establishment, que calcula a distribuição da energia depositada em função da profundidade para um feixe de elétrons monoenergéticos incidindo normalmente sobre um absorvedor (dosímetro + filtros) de até três camadas de absorvedores diferentes. O método empregado para a solução numérica está baseado no algoritmo originalmente desenvolvido por Kobetich e Katz<sup>[29,38,50]</sup>.

Os dados de entrada para o programa EDMULT são: energia dos elétrons,  $Z$ ,  $A$  e espessura de cada camada (em caso de camada formada por mais de um elemento, utiliza-se o  $Z_{\text{efetivo}}$  e  $A_{\text{efetivo}}$ ).

As variáveis calculadas pelo EDMULT são a deposição de energia diferencial e integral gerada pelo feixe de elétrons em função da profundidade do absorvedor. No **anexo 3** é mostrado um exemplo dos dados de entrada e de saída.

Neste trabalho o programa foi utilizado para calcular a deposição de energia no sistema multicamadas composto pelos filtros e o dosímetro TL.

A utilização do EDMULT possibilitou a obtenção da resposta do TLD em termos de energia absorvida em função da natureza e espessura dos filtros para diferentes fontes de radiação beta. Neste caso, houve necessidade de dividir, para cada fonte beta de referência, o espectro contínuo de energia em grupos ou valores discretos de energia.

O conhecimento do espectro de radiação beta é importante para a compensação da penetração dos raios beta e o cálculo da distribuição de dose. Diferenças nas curvas do espectro são responsáveis por variações na curva de distribuição de dose para diferentes emissores beta. Estas também afetam a interpretação das medidas de radiação beta pelo seu efeito na resposta dos dosímetros. Devido à variação da largura espectral, a caracterização de um espectro pela sua energia média ou sua energia máxima não é adequada [5,41,42].

Neste caso, os valores do espectro  $E/E_{\max}$  foram normalizados de maneira que a área sob a curva é igual ao número de partículas beta por desintegração, ou seja, igual à probabilidade de emissão de raios beta com aquela energia.

A figura 4.7 mostra o espectro de energia da fonte de  $^{90}\text{Sr}$ - $^{90}\text{Y}$ , onde cada ponto graficado representa a distribuição de energias discretas em que foi dividida esta fonte. No **anexo 4** são mostrados os valores de  $E/E_{\max}$  dos espectros das fontes beta de referência utilizadas .

De maneira a cobrir todo o intervalo de energia das fontes de radiação beta importantes em Proteção Radiológica foram escolhidos 30 valores de energia no intervalo de 0,1 a 3,0 MeV.

Da mesma forma como foi definido para a radiação gama e ainda na necessidade de utilizar no EDMULT um valor discreto de energia que seja equivalente à energia do espectro de radiação beta, foi definida energia beta efetiva como aquela energia das partículas beta incidentes que deposita no dosímetro TL uma energia igual à média das energias depositadas por partículas beta de diferentes energias [30,32].

Os resultados obtidos em termos de energia depositada no TLD em função da energia da radiação beta e dos filtros são mostrados na figura 4.8. Com estes resultados foi possível correlacionar a resposta do TLD em função dos filtros (filtros discriminadores) para determinar a energia efetiva da radiação beta incidente.

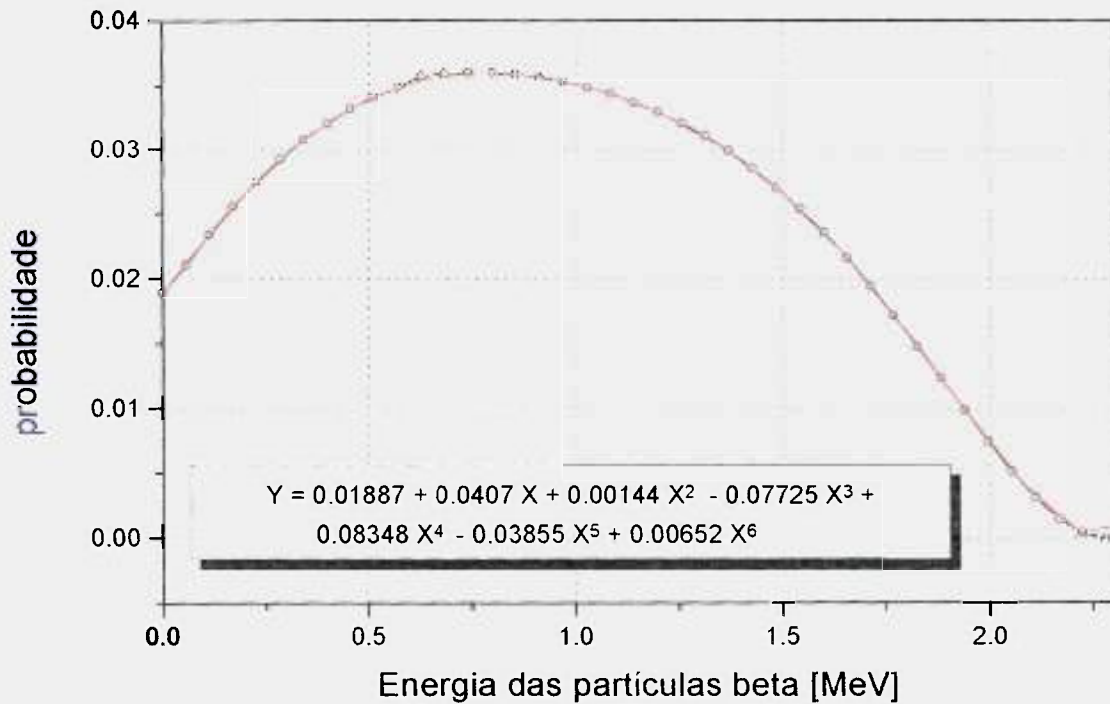


Figura 4.7: Espectro de energia das partículas beta emitidas pela fonte de <sup>90</sup>Sr - <sup>90</sup>Y.

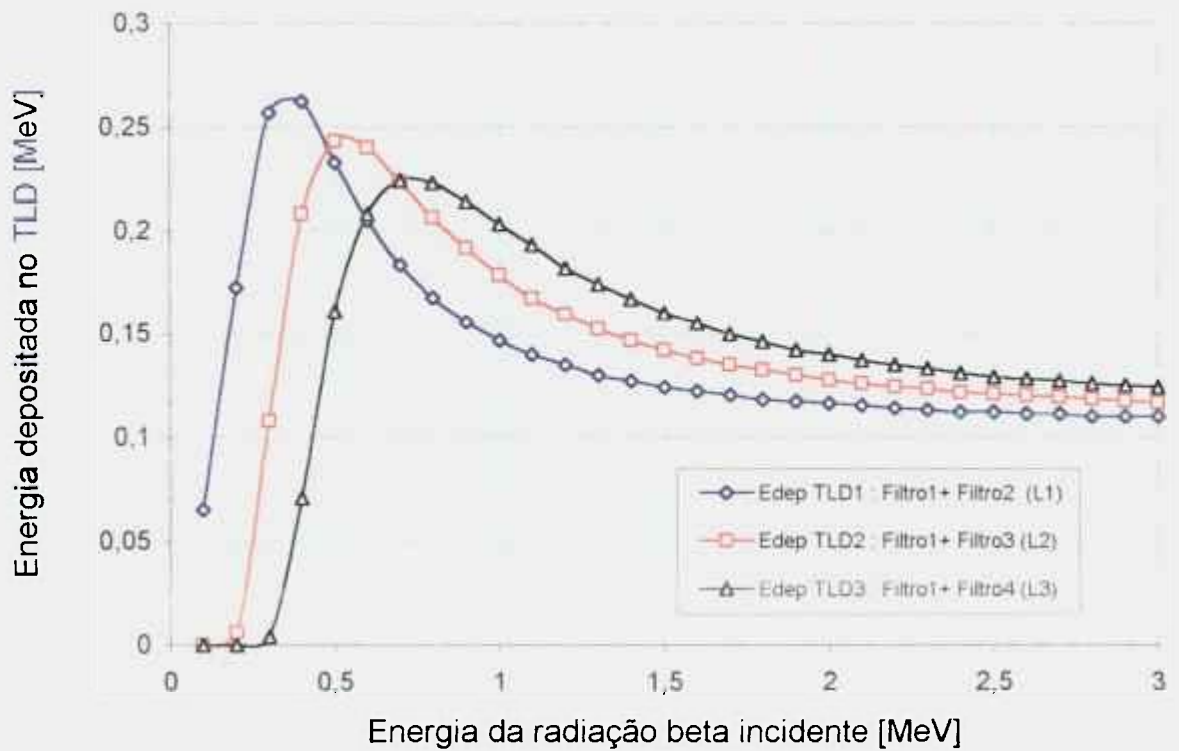
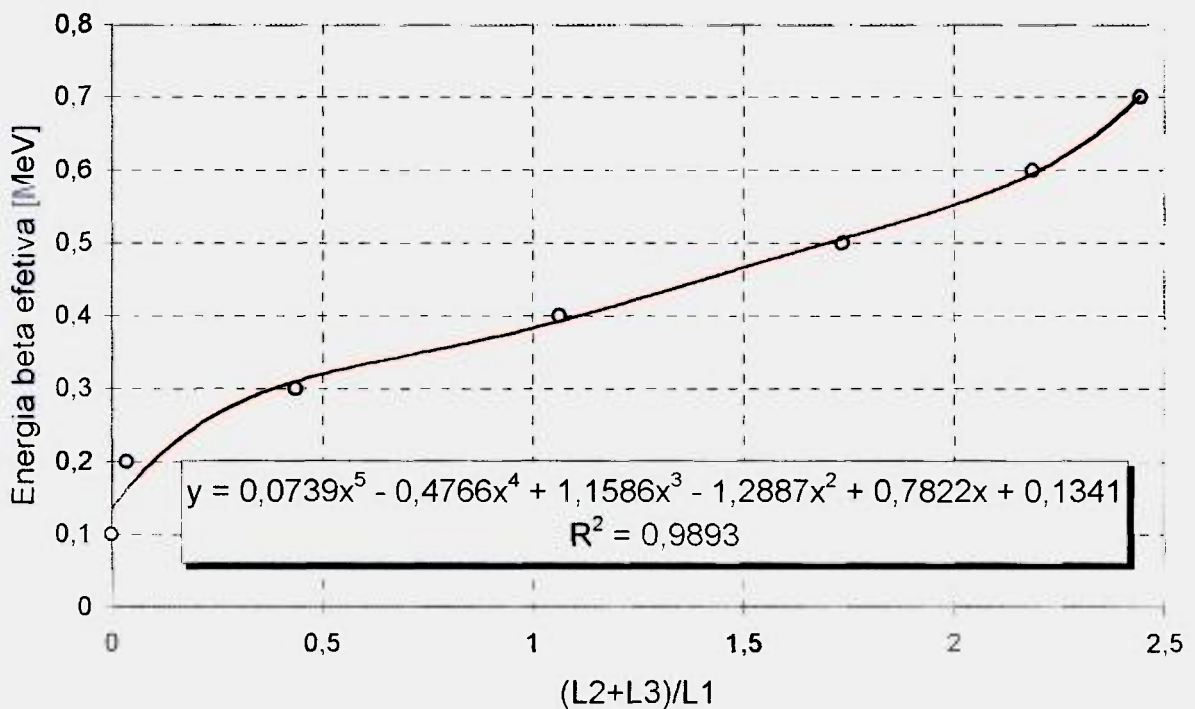
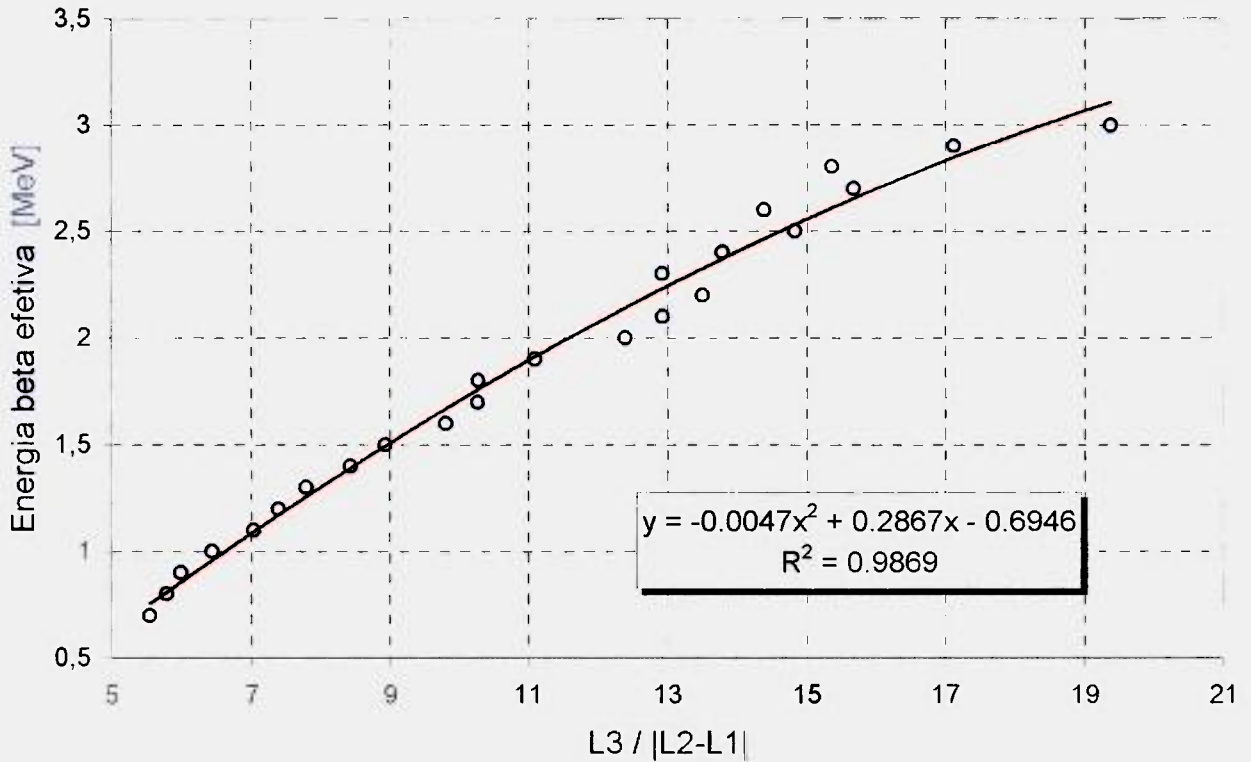


Figura 4.8 : Energia depositada no TLD em função da energia da radiação beta incidente.

Com os resultados de energia depositada no TLD em função da energia da radiação beta e dos filtros, representados pelas leituras L1, L2 e L3 para o intervalo de energias já definido, foram realizadas diversas correlações para obter uma função que seja dependente da energia beta efetiva e independente da dose. Das várias correlações testadas com as três leituras foi observado que não é possível obter uma única expressão que permita o cálculo da energia efetiva beta em todo o intervalo de energia. Portanto, o intervalo de energia foi dividido em dois sub-intervalos e nesta condição foram obtidas, por ajuste dos dados (polinômio de grau 3 e 2), as duas expressões analíticas que permitem o cálculo da energia efetiva beta em função das leituras L1, L2 e L3. As figuras 4.9 e 4.10 mostram estes resultados.



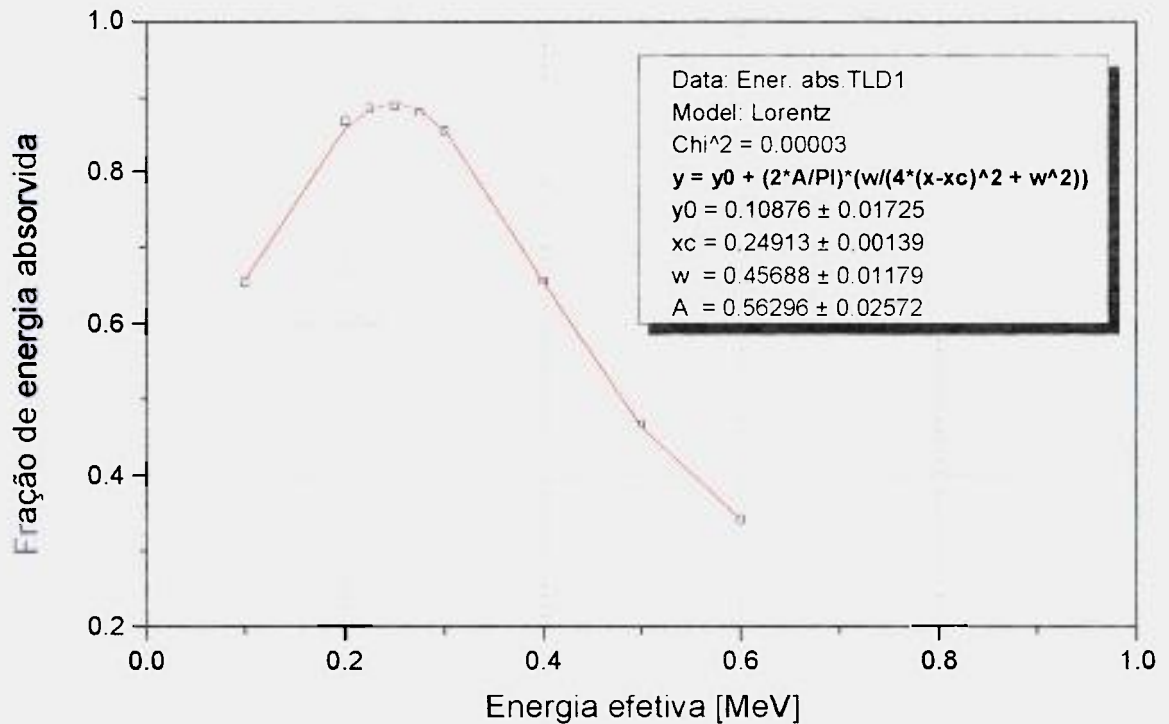
**Figura 4.9** : Relação entre as leituras TL dos dosímetros sob os filtros,  $(L2+L3)/L1$ , em função da energia beta efetiva.



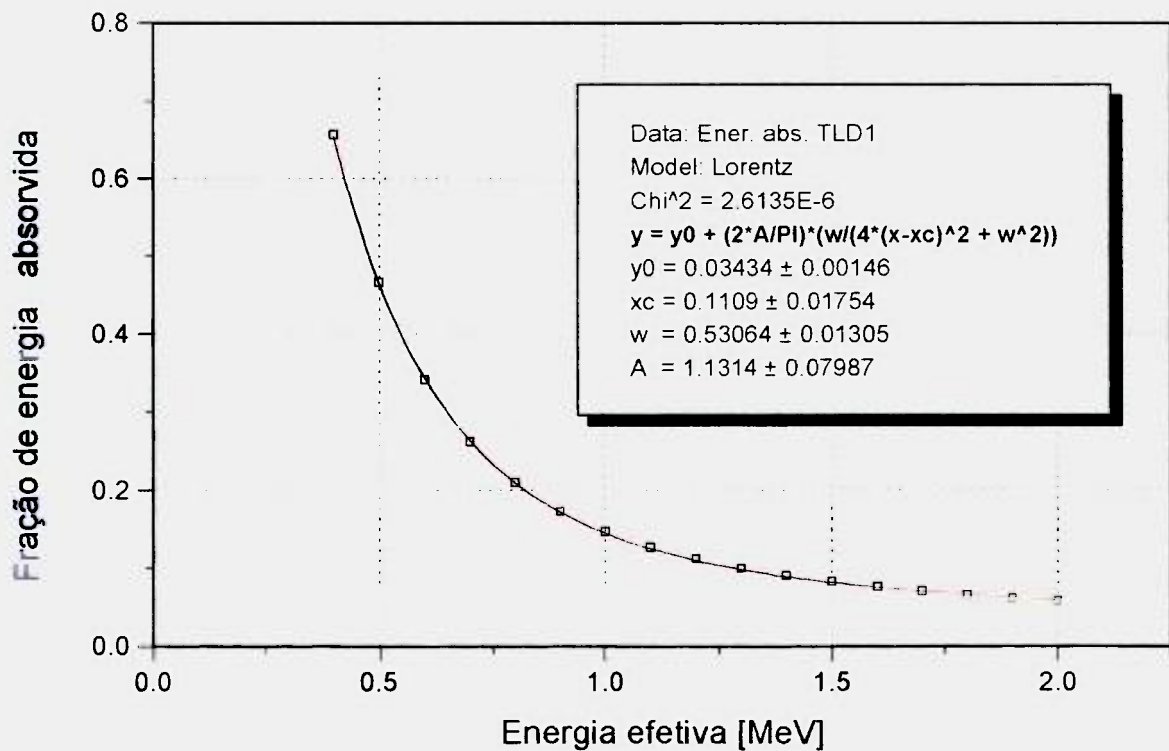
**Figura 4.10** : Relação entre as leituras TL dos dosímetros sob os filtros,  $L3 / |L2-L1|$ , em função da energia beta efetiva.

A fração de energia absorvida do TLD1 em função da energia efetiva das partículas beta foi obtida a partir dos resultados da figura 4.8. A leitura L1 (TLD1) foi escolhida por apresentar os valores mais elevados de energia depositada na região de energia efetiva baixa.

A expressão analítica que correlaciona a eficiência de absorção de energia com a energia efetiva beta foi obtida pelo ajuste dos dados em duas partes como mostram as figuras 4.11 e 4.12.

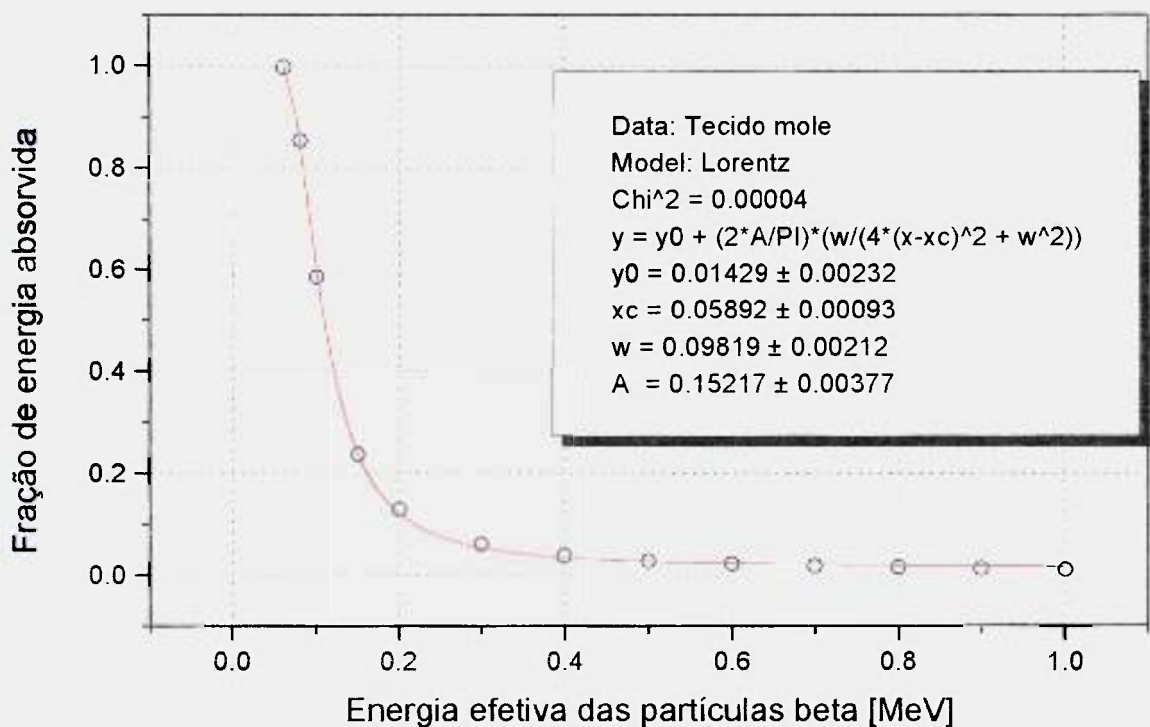


**Figura 4.11** : Fração de energia absorvida no TLD sob filtro de alumínio de 0,00405 [g cm<sup>-2</sup>] em função do primeiro intervalo de energia efetiva das partículas beta.



**Figura 4.12** : Fração de energia absorvida no TLD sob filtro de alumínio de 0,00405 [g cm<sup>-2</sup>] em função do segundo intervalo de energia efetiva das partículas beta.

Obtida a energia efetiva e a fração de energia absorvida ou eficiência de absorção de energia a partir das leituras L1, L2 e L3 é necessário correlacionar a fração de energia absorvida no TLD com a fração de energia absorvida no tecido mole (0,07 mm de espessura). Isto foi realizado utilizando o programa EDMULT para calcular a distribuição de energia no tecido mole em função da profundidade e da energia efetiva das partículas beta.

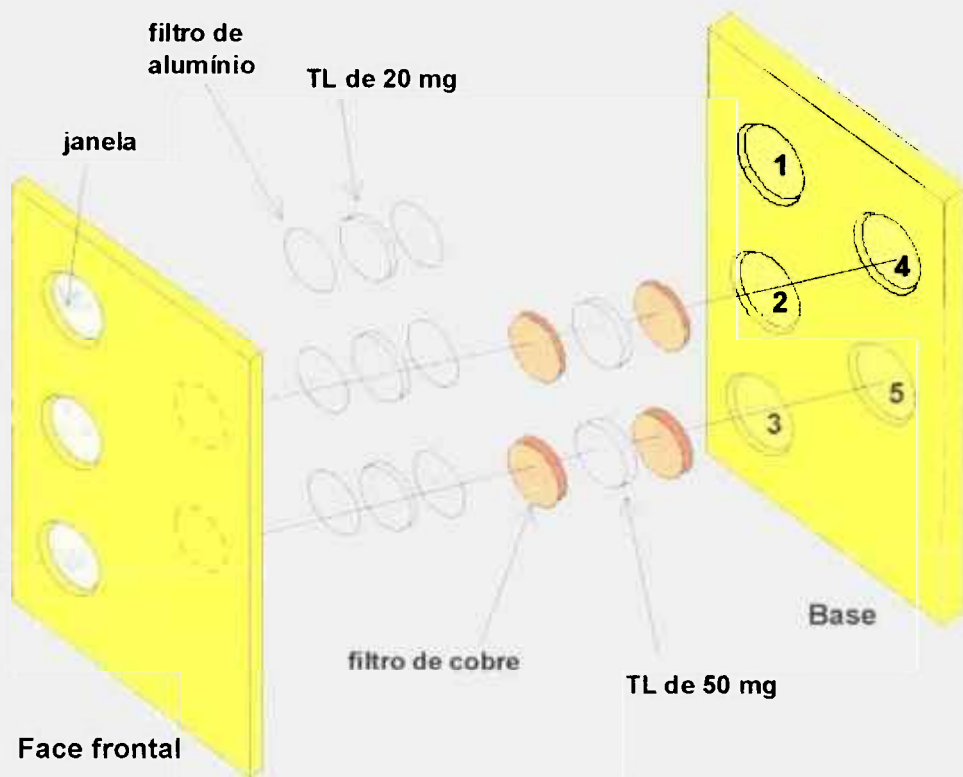


**Figura 4.13** : Fração de energia absorvida no tecido mole (0,07 mm espessura) em função da energia efetiva das partículas beta.

O fator de calibração, FC, que correlaciona a resposta do dosímetro em nanoCoulomb [nC] com a energia nele absorvida é obtido pela irradiação de um dosímetro TL semelhante com o mesmo filtro em um campo beta gerado por uma fonte de referência ( $^{90}\text{Sr} - ^{90}\text{Y}$ ).

### 4.3 CÁLCULO DE Hp(10) E Hp(0,07)

Com o sistema dosimétrico desenvolvido baseado em programas de cálculo que possibilitam a determinação da energia depositada pelas radiações beta e gama no material dosimétrico e a energia efetiva de cada radiação incidente, foi desenvolvida uma metodologia de cálculo para determinar a dose equivalente no tecido, Hp(10) e Hp(0,07)<sup>[26,43]</sup>. O dosímetro desenvolvido está representado esquematicamente na figura 4.14.



**Figura 4.14 :** Representação esquemática do dosímetro desenvolvido.

#### 4.3.1 Cálculo da dose equivalente no tecido, Hp(10)

O cálculo da dose equivalente é realizado pela seguinte equação:

$$Hp(10) \text{ [mSv]} = L4 \text{ [nC]} \times FC_{\text{TL}D4} \text{ [mSv/nC]} \times \eta_{\text{TL}D4} \quad (4.5)$$

$\eta_{TLD4}$  é o quociente entre a fração de energia absorvida no TLD4 para a energia efetiva calculada e a fração de energia absorvida no TLD4 para a energia de calibração.

Neste cálculo é utilizada a leitura L4 do dosímetro TL, por ser mais sensível à radiação beta, uma vez que o sistema determina a dose equivalente em campo misto beta/gama.

O algoritmo para o cálculo da dose equivalente devida à radiação gama é mostrado no diagrama de blocos da figura 4.15, este algoritmo calcula também a contribuição da radiação gama no dosímetro beta de forma a obter as leituras L1, L2 e L3 líquidas, ou seja, isentas da contribuição da radiação gama.

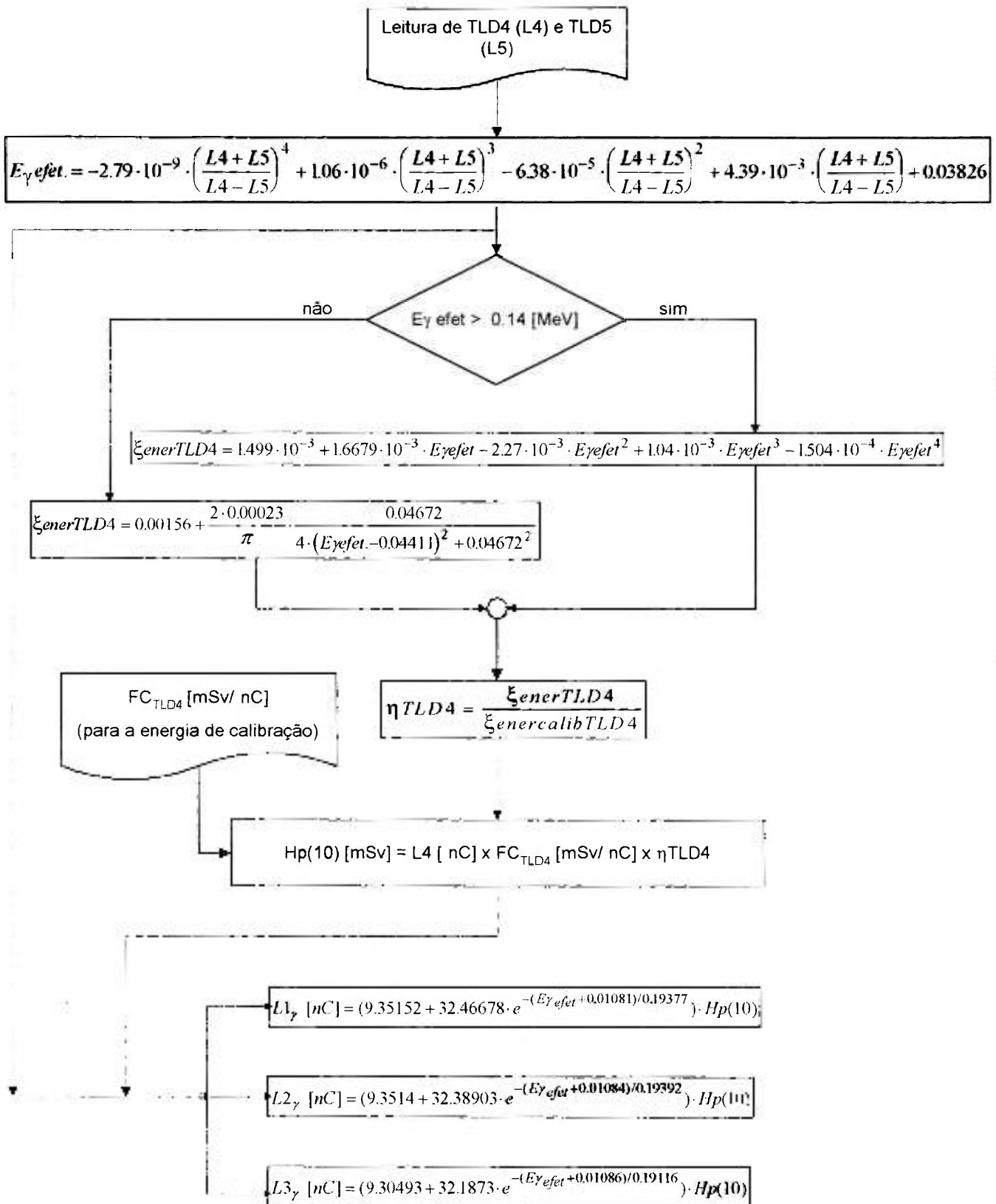
### 4.3.2 Cálculo da dose equivalente no tecido, $H_p(0,07)$

O cálculo da dose equivalente é realizado pela seguinte equação:

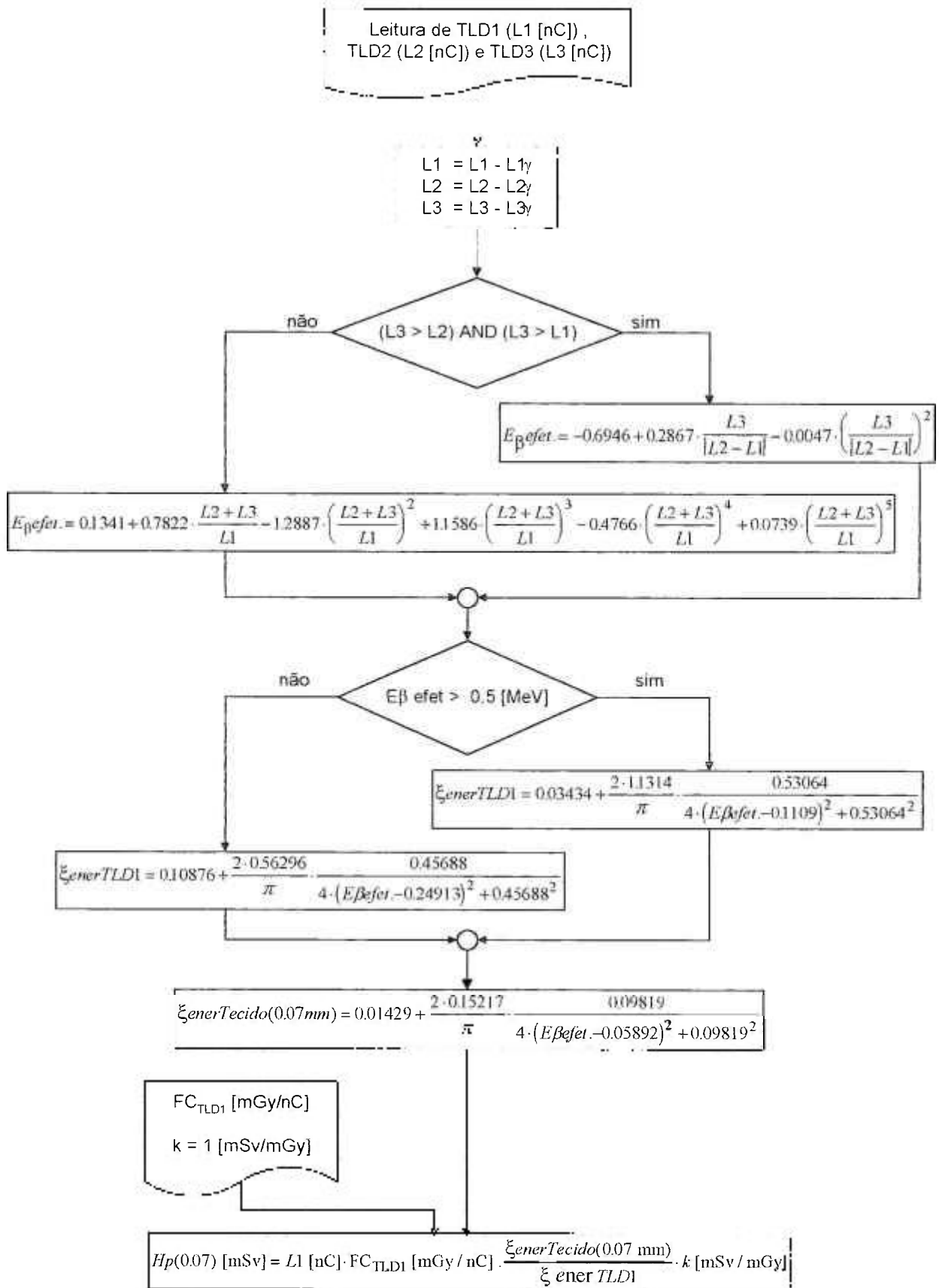
$$H_p(0.07)[mSv] = L1 \times FC \times (\varepsilon_{\text{enerTecido}(0.07)} / \varepsilon_{\text{enerTLD1}}) \times k \quad (4.6)$$

$\varepsilon_{\text{enerTecido}(0,07)}$  e  $\varepsilon_{\text{enerTLD1}}$  são a fração de energia absorvida no tecido mole e no TLD1 respectivamente (figuras 4.13, 4.11 e 4.12).

Neste cálculo é utilizada a leitura L1 líquida do dosímetro TL, por ter uma maior sensibilidade à radiação beta. O algoritmo para o cálculo da dose equivalente  $H_p(0,07)$  devida à radiação beta é mostrado no diagrama de blocos da figura 4.16.



**Figura 4.15 :** Algoritmo para o cálculo da dose equivalente, Hp(10), devida à radiação gama e contribuição da radiação gama no dosímetro beta.



**Figura 4.16** : Algoritmo para o cálculo da dose equivalente, Hp(0,07) devida à radiação beta.

### 4.3.3 Cálculo da dose equivalente no tecido, $H_p(0,07)$ e $H_p(10)$ para um campo de radiação misto beta/gama.

Os algoritmos descritos anteriormente para o cálculo de  $H_p(0,07)$  e  $H_p(10)$  no tecido, foram implementados em um programa que permite calcular estas grandezas dosimétricas a partir das leituras líquidas L1, L2, L3, L4 e L5 [nC]. A tela do programa é mostrada na figura 4.17 . O programa foi especialmente desenvolvido no IPEN para este trabalho na linguagem de programação MS Visual Basic v 4.0. O código fonte é mostrado no **anexo 5**.

Entradas				
L1 [nC]	L2 [nC]	L3 [nC]	L4 [nC]	L5 [nC]
2775.6	3406.4	3568.1	21.2	20.9
FC tld5 [mSv/nC]		FC tld1 [mGy/nC]		
0.051		0.2137		
<b>Calcula</b>				
Resultados				
Hp(10) [mSv]	E efet. gama [MeV]			
1.0	1.25			
Hp(0.07) [mSv]	E efet. beta [MeV]			
50.3	0.77			

**Figura 4.17** : Tela do programa de cálculo da dose equivalente,  $H_p(0,07)$  e  $H_p(10)$  em campo misto de radiação beta/gama.

## CAPITULO 5

### VALIDAÇÃO EXPERIMENTAL

#### 5.0 VALIDAÇÃO EXPERIMENTAL DO SISTEMA DOSIMÉTRICO

Como foi descrito anteriormente, o sistema dosimétrico desenvolvido está baseado na utilização de modelos computacionais que simulam a deposição de energia proveniente das radiações beta e gama no dosímetro TL. Assim, a metodologia de cálculo desenvolvida é a resultante da aplicação dos modelos computacionais utilizados neste trabalho em um tipo de dosímetro TL específico. Contudo, a validação experimental do modelo é necessária uma vez que permite determinar o nível de concordância entre os resultados calculados pelo modelo e os obtidos experimentalmente.

O trabalho de validação experimental foi iniciado e realizado no **DAMRI/LPRI** (*Laboratoire Primaire des Rayonnements Ionisants, du Departement des Applications et de la Metrologie des Rayonnements Ionisants, Centre d'Etudes Nucleaires de Saclay, France*). Consistiu na irradiação dos dosímetros TL definidos em 4.1.1 em campos de radiação beta e/ou gama conhecidos e na posterior leitura TL destes. Isto permitiu também determinar experimentalmente o fator de calibração FC [ $\text{mSv nC}^{-1}$ ] a ser utilizado nos algoritmos de cálculo descritos em 4.3.1 e 4.3.2 para os dosímetros TL, para radiação beta e gama respectivamente.

#### 5.1 CONDIÇÕES DE IRRADIAÇÃO

A irradiação dos dosímetros TL foi realizada em concordância com a norma ISO 6980 “*Reference beta radiations for calibrating dosimeters and dose rate meters and for determining their response as a function of beta radiation energy*”<sup>[32]</sup>, atualmente em fase de implantação no DAMRI/LPRI. De acordo com a norma foi utilizado um fantoma de água (phantom), que substitui o tronco, com as dimensões 300 mm x 300 mm x 150 mm. As paredes são de PMMA, densidade  $1 \text{ g.cm}^{-3}$ , a face frontal com 2,5 mm de espessura e as outras placas com 10 mm<sup>[27]</sup>.

### 5.1.1 Fontes de radiação utilizadas

As fontes de radiação utilizadas correspondem às de uso rotineiro no DAMRI/LPRI para calibração de dosímetros e instrumentos.

#### 5.1.1.1 Fontes de referência gama

As fontes de referência gama utilizadas estão descritas na tabela 5.1, onde a taxa de dose é referida a uma distância de 30 cm.

**Tabela 5.1:** Fontes de referência gama.

Radionuclídeo	Atividade fabricante	Meia vida [anos]	Energia [keV]	Taxa de dose a 30 cm [mSv h <sup>-1</sup> ]
<sup>241</sup> Am	9,25 GBq / CEA	433	60	1,45
<sup>137</sup> Cs	1,85 GBq / CEA	30,2	662	1,8
<sup>60</sup> Co	308 MBq / CEA	5,27	1173 , 1333	1,17

#### 5.1.1.2 Fontes de referência beta

A norma ISO 6980<sup>[32]</sup> especifica os radionuclídeos que emitem radiação beta de referência para utilização em calibração de dosímetros para monitoração pessoal. Estes radionuclídios são separados em séries. Os pertencentes à *série 1* são: <sup>90</sup>Sr - <sup>90</sup>Y, <sup>204</sup>Tl e <sup>147</sup>Pm. Nesta série são utilizados filtros adicionais para fornecer uma taxa de dose uniforme sobre uma grande área a uma distância determinada e uma taxa de dose máxima (Hp(0,07)) de 5 mSv.h<sup>-1</sup>.

**Tabela 5.2:** Radionuclídeos de referência para radiação Beta (série 1).

Radionuclídeo	Meia vida [dias]	$E_{max}$ [MeV]	Fótons emitidos
$^{147}\text{Pm}$	957	0,225	$\gamma$ : 0,121 MeV (0,01%) Sm : raio-X 5,6 a 7,2 keV 39,5 a 46,6 keV
$^{204}\text{Tl}$	1381	0,763	Hg : raio-X 9,9 a 13,8 keV 68,9 a 82,5 keV
$^{90}\text{Sr} - ^{90}\text{Y}$	10483	2,274	Não emite

O espectro das partículas beta da radiação de referência deverá, idealmente, resultar do decaimento de um descendente deste radionuclídeo. Na prática, a emissão de mais de um radionuclídeo é aceitável desde que todos os descendentes principais tenham energias similares,  $E_{max}$  dentro de  $\pm 20\%$ . Em outros casos, os descendentes de energia baixa poderão ser atenuados pelo encapsulamento da fonte ou pela ação de filtros adicionais.

Define-se energia máxima residual de calibração,  $E_{res}$  como a energia máxima das partículas do espectro na distância de calibração. A  $E_{res}$  é menor que a  $E_{max}$  correspondente devido à degradação da energia do espectro pela absorção e espalhamento no ar e no próprio material de fabricação da fonte.

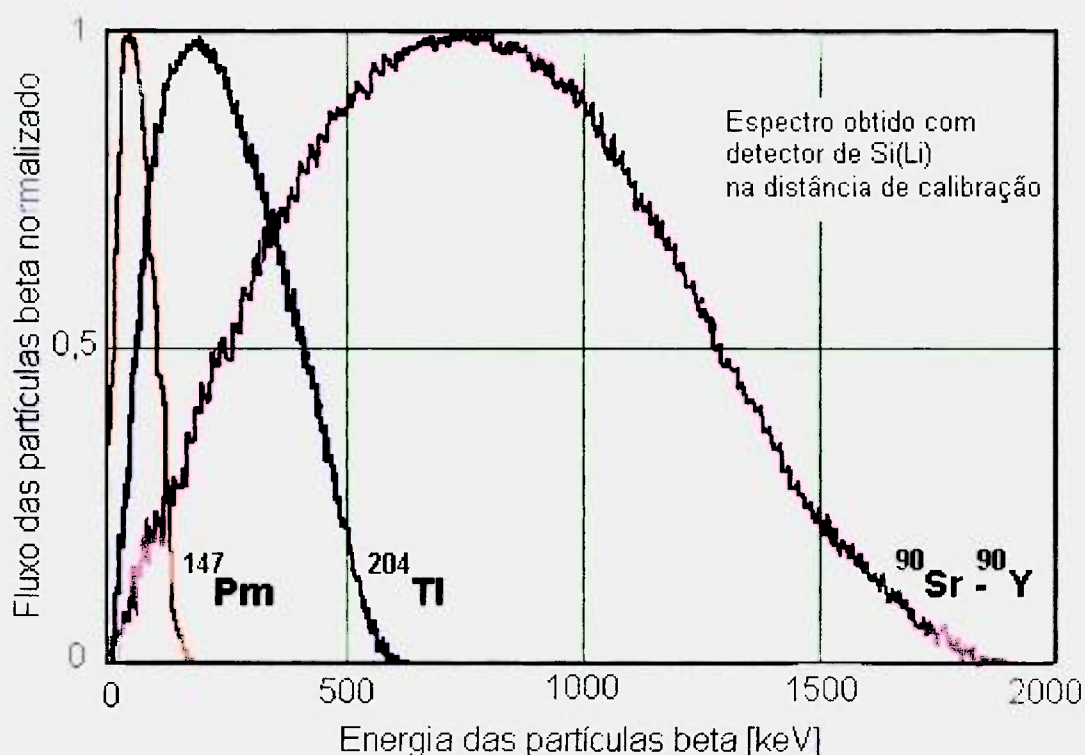
A energia máxima residual,  $E_{res}$ , na distância de calibração pode ser calculada pela seguinte relação<sup>[32]</sup>:

$$E_{res} = \sqrt{\frac{\{(0,0091R_{res} + 1)^2 - 1\}}{22,4}} \quad (5.1)$$

onde,

$E_{res}$  em [MeV] e  $R_{res}$  ou alcance residual em [ $\text{mg}\cdot\text{cm}^{-2}$ ].

Os valores da energia residual na distância de calibração das fontes beta de referência utilizados neste trabalho foram determinados por espectrometria beta como mostra a figura 5.1. A partir destes espectros foram determinadas as energias residuais para cada fonte beta de calibração.



**Figura 5.1** : Espectros de energia das fontes beta de referência.

Os valores mínimos da  $E_{res}$  definidos pela norma ISO 6980<sup>[32]</sup> para as fontes de referência da série 1 e os valores de  $E_{res}$  e Energia efetiva obtidos neste trabalho são mostrados na tabela 5.3.

**Tabela 5.3:** Energia residual das fontes de referência de radiação beta.

Fonte de referência	$E_{res}$ mínima (ISO 6980) [MeV]	$E_{res}$ obtida [MeV]	E efetiva [MeV]
<sup>147</sup> Pm	0,13	0,18	0,154
<sup>204</sup> Tl	0,53	0,63	0,225
<sup>90</sup> Sr - <sup>90</sup> Y	1,80	1,80	0,77

Para obter uma taxa de dose uniforme sobre uma área mínima de 15 cm de diâmetro na distância de calibração, foi necessário utilizar as fontes de referência

(série 1) com filtros de uniformização de dose, posicionados no eixo principal normal ao plano.

A variação da taxa de dose na área para a distância de calibração foi menor que  $\pm 5\%$  para o  $^{90}\text{Sr} - ^{90}\text{Y}$  e  $^{204}\text{Tl}$  e  $\pm 10\%$  para  $^{147}\text{Pm}$ .

Na tabela 5.4 estão descritos os filtros de calibração para cada fonte de referência.

**Tabela 5.4:** Distâncias de calibração e filtros de uniformização de dose para fontes de referência beta.

Radionuclídeo	Distância de calibração [cm]	Distância do filtro a fonte [cm]	Material dos filtros e dimensões
$^{147}\text{Pm}$	20	10	1 disco de polietileno $\phi = 5$ cm, massa superficial $14 \text{ mg.cm}^{-2}$ , com furo central de $\phi = 1,95$ cm.
$^{204}\text{Tl}$	30	10	2 discos concêntricos de polietileno: <ul style="list-style-type: none"> <li>• 1 disco <math>\phi = 8</math> cm e massa superficial de <math>7 \text{ mg.cm}^{-2}</math>.</li> <li>• 1 disco <math>\phi = 5,5</math> cm e massa superficial de <math>25 \text{ mg.cm}^{-2}</math>.</li> </ul>
$^{90}\text{Sr} - ^{90}\text{Y}$	30	10	3 discos concêntricos de polietileno com massa superficial de $25 \text{ mg.cm}^{-2}$ cada um com $\phi = 4$ , $6$ e $10$ cm respectivamente.

## 5.2 SELEÇÃO E PREPARAÇÃO DOS DOSÍMETROS TL

Inicialmente, quando ainda virgens, os dosímetros de  $\text{CaSO}_4 \cdot \text{Dy}$  foram submetidos a um aquecimento de  $300\text{ }^\circ\text{C}$  durante 15 horas para impedir o escurecimento após várias utilizações<sup>[10]</sup>.

Com a finalidade de utilizar dosímetros com a mesma sensibilidade foram irradiados dois lotes de dosímetros TL (20 e 50 mg), utilizando a fonte de  $^{60}\text{Co}$  anteriormente descrita, submetidos a uma dose de 1 mSv. De cada lote foram selecionados os dosímetros que apresentaram a resposta (emissão de luz) no intervalo de  $\pm 2\%$  da média. Estes dosímetros TL, num total de 50 de cada lote, foram utilizados em todas as irradiações subsequentes.

Como tratamento pós-irradiação os dosímetros foram mantidos em blindagem de chumbo por 24 horas para o decaimento do pico de energia baixa. Após cada leitura TL foi empregado um tratamento térmico de reutilização de  $300\text{ }^\circ\text{C}$  por 3 horas.

### 5.2.1 Irradiações dos dosímetros TL

Com as fontes de referência beta ( $^{90}\text{Sr}$ - $^{90}\text{Y}$ ,  $^{204}\text{Tl}$  e  $^{147}\text{Pm}$ ) e gama ( $^{60}\text{Co}$ ,  $^{137}\text{Cs}$  e  $^{241}\text{Am}$ ), nas condições anteriormente descritas, foram realizadas irradiações para diferentes valores de dose, Hp(10) nos dosímetros TL de 50 mg, com radiação gama e Hp(0,07) nos dosímetros TL de 20 mg, com radiação beta. Para cada valor de dose Hp(10) e Hp(0,07) foram irradiados 4 dosímetros TL. Foram realizadas também irradiações em campo misto beta/gama para os dois tipos de dosímetros TL<sup>[18]</sup> e irradiações angulares com ângulos de incidência de  $20^\circ$ ,  $40^\circ$  e  $60^\circ$ .

### 5.2.2 Leitura dos dosímetros TL

A resposta TL dos dosímetros foi determinada usando o leitor termoluminescente LTM da Fimel (França). A taxa de aquecimento linear foi de  $10\text{ }^{\circ}\text{C s}^{-1}$ , e o ciclo de leitura com duração de 36 s, com um fluxo constante de nitrogênio de  $4\text{ l min}^{-1}$ . A emissão de luz foi integrada em um intervalo de temperatura entre  $180^{\circ}\text{C}$  e  $350^{\circ}\text{C}$ . A figura 5.2 mostra o resultado da leitura de um dosímetro TL fornecido pelo equipamento.

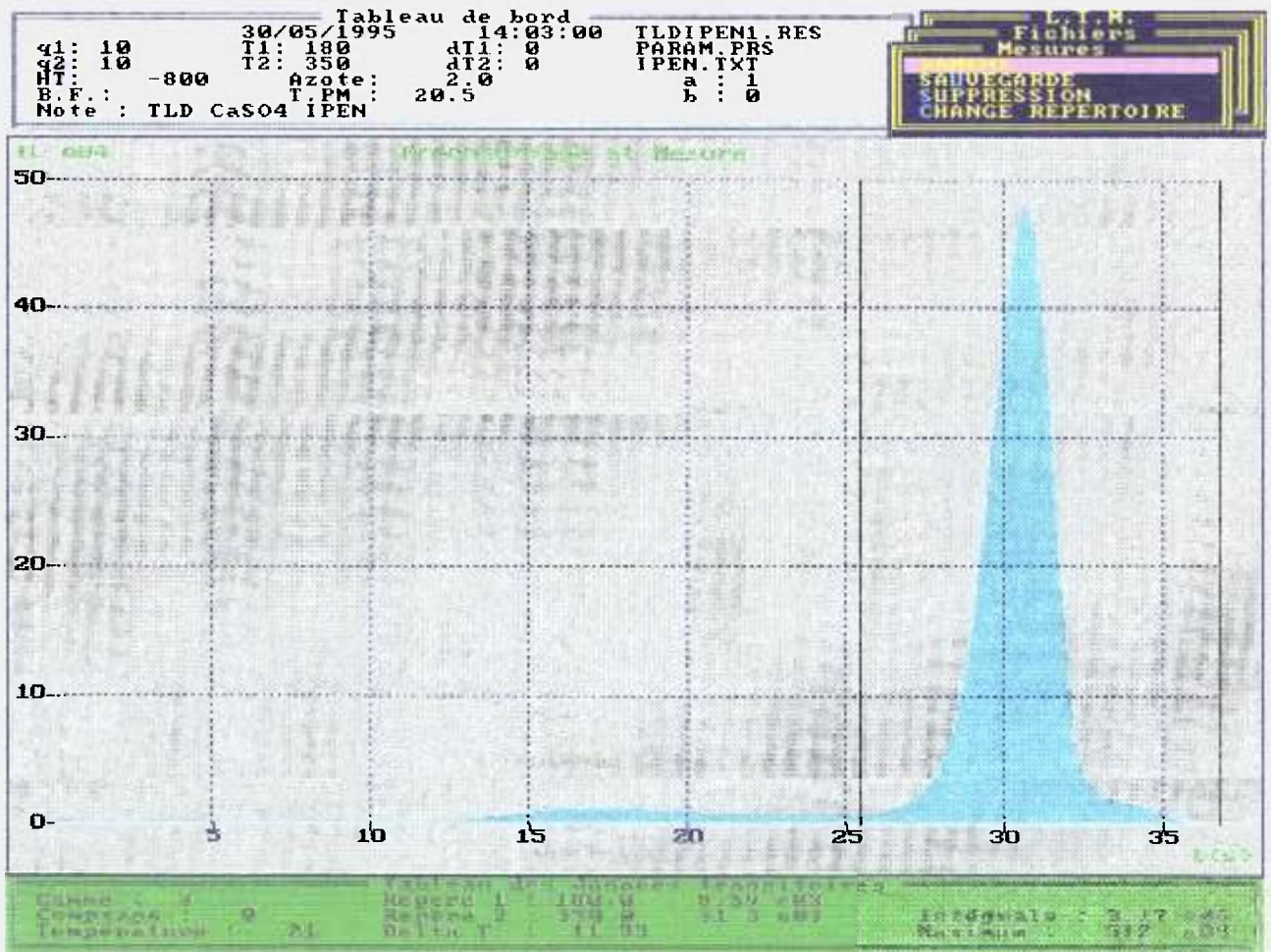


Figura 5.2 : Leitura do dosímetro TL realizada com o leitor LTM-Fimel.

OBS: O leitor LTM da Fimel integra o sinal da fotomultiplicadora em contagens. Para possibilitar a comparação com leituras a serem realizadas no IPEN com o leitor Harshaw modelo 2000 (AB), as leituras obtidas em contagens foram transformadas para coulomb x  $10^{-9}$  (nC)

## CAPITULO 6

### RESULTADOS OBTIDOS

#### 6.1 CÁLCULO DE Hp(0,07) E DA ENERGIA EFETIVA

Com as leituras obtidas na irradiação dos dosímetros TL com as fontes de referência ( $^{90}\text{Sr}$ - $^{90}\text{Y}$ ,  $^{204}\text{Tl}$  e  $^{147}\text{Pm}$ ), foram calculadas Hp(0,07) e a energia efetiva das partículas beta utilizando o algoritmo de cálculo desenvolvido e esquematizado na figura 4.17. As tabelas 6.1, 6.2 e 6.3 mostram a dose equivalente de calibração, as leituras obtidas e a dose equivalente e energia efetiva calculada.

**Tabela 6.1:** Resultados do cálculo de Hp(0,07) e da energia efetiva das partículas beta, irradiação com a fonte de calibração de  $^{90}\text{Sr}$  -  $^{90}\text{Y}$ , Energia efetiva = 0,77 MeV.

Hp(0,07) calibração [mSv]	L1 [nC]	L2 [nC]	L3 [nC]	Hp(0,07) calculada [mSv]	E efetiva calculada [MeV]
0,1	3,7	4,5	4,7	0,1	0,81
0,2	16,9	20,8	21,8	0,3	0,81
0,4	26,8	33,0	34,5	0,5	0,83
0,6	37,7	46,5	48,6	0,6	0,83
0,8	40,9	50,2	52,6	0,8	0,73
1,0	80,7	99,3	104,0	1,4	0,80
2,0	135,8	166,8	174,6	2,5	0,72
4,0	165,3	203,0	212,7	3,0	0,73
6,0	347,2	426,4	446,7	6,3	0,77
8,0	436,5	536,1	561,7	7,9	0,76
10,0	563,1	691,5	724,4	10,2	0,74
20,0	992,4	1218,7	1276,8	18,0	0,78
50,0	2313,8	2841,6	2976,9	42,0	0,75
100,0	5852,7	7187,5	7529,8	106,3	0,75
200,0	10041,5	12331,7	12918,9	182,4	0,73

**Tabela 6.2:** Resultados do cálculo de Hp(0,07) e da energia efetiva das partículas beta, irradiação com a fonte de calibração de  $^{204}\text{Ti}$  , Energia efetiva = 0,225 MeV

Hp(0,07) calibração [mSv]	L1 [nC]	L2 [nC]	L3 [nC]	Hp(0,07) calculada [mSv]	E efetiva calculada [MeV]
0,1	7,7	1,1	0,0	0,2	0,22
0,2	13,6	1,9	0,1	0,3	0,23
0,4	22,8	3,3	0,1	0,5	0,23
0,6	24,9	3,6	0,1	0,5	0,24
0,8	27,9	4,0	0,1	0,6	0,25
1,0	30,8	4,4	0,2	0,6	0,24
2,0	87,6	12,6	0,5	1,6	0,26
4,0	209,3	30,1	1,1	4,6	0,27
6,0	313,6	45,0	1,6	6,2	0,24
8,0	363,4	52,2	1,9	7,9	0,26
10,0	596,6	85,7	3,1	12,2	0,25
20,0	882,4	126,7	4,5	19,0	0,26
50,0	2459,2	353,1	12,6	50,4	0,25
100,0	4899,2	703,5	25,1	104,5	0,26
200,0	9930,3	1425,9	50,9	194,1	0,24

**Tabela 6.3:** Resultados do cálculo de Hp(0,07) e da energia efetiva das partículas beta, irradiação com a fonte de calibração de  $^{147}\text{Pm}$  , Energia efetiva = 0,154 MeV.

Hp(0,07) calibração [mSv]	L1 [nC]	L2 [nC]	L3 [nC]	Hp(0,07) calculada [mSv]	E efetiva calculada [MeV]
0,1	1,7	0,0	0,0	0,2	0,13
0,2	2,8	0,0	0,0	0,2	0,14
0,4	2,8	0,0	0,0	0,2	0,13
0,6	4,7	0,1	0,0	0,4	0,14
0,8	7,4	0,1	0,0	0,6	0,15
1,0	14,6	0,2	0,0	1,1	0,13
2,0	20,6	0,3	0,0	1,9	0,15
4,0	36,5	0,5	0,0	3,2	0,15
6,0	49,4	0,7	0,0	4,0	0,14
8,0	84,0	1,2	0,1	6,7	0,13
10,0	120,3	1,7	0,1	10,3	0,14
20,0	198,1	2,8	0,1	17,9	0,15
50,0	547,2	7,8	0,4	45,0	0,14
100,0	1113,8	15,9	0,8	89,9	0,14
200,0	2314,0	33,1	1,7	192,7	0,14

## 6.2 CÁLCULO DE Hp(10) E DA ENERGIA EFETIVA

Da mesma forma, como no caso anterior, a partir das leituras obtidas na irradiação dos dosímetros TL com as fonte de referência gama ( $^{60}\text{Co}$ ,  $^{137}\text{Cs}$  e  $^{241}\text{Am}$ ) foram calculadas Hp(10) e a energia efetiva da radiação gama utilizando o algoritmo de cálculo desenvolvido e esquematizado na figura 4.16. As tabelas 6.4, 6.5 e 6.6 mostram a dose equivalente de calibração, as leituras obtidas e a dose equivalente e energia efetiva calculada.

**Tabela 6.4:** Resultados do cálculo de Hp(10) e da energia efetiva da radiação gama, irradiação com a fonte de calibração de  $^{60}\text{Co}$ , Energia efetiva = 1,25 MeV.

Hp(10) calibração [mSv]	L4 [nC]	L5 [nC]	Hp(10) calculada [mSv]	E efetiva calculada [MeV]
0,1	3,0	3,0	0,1	1,22
0,2	4,1	4,1	0,2	1,16
0,4	8,0	7,9	0,4	1,26
0,6	15,9	15,7	0,7	1,24
0,8	15,7	15,5	0,8	1,17
1,0	24,9	24,5	1,2	1,17
2,0	46,2	45,6	2,3	1,23
4,0	96,1	94,7	4,6	1,20
6,0	115,9	114,3	5,1	1,27
8,0	151,6	149,4	6,8	1,24
10,0	202,7	199,8	9,9	1,17
20,0	399,2	393,5	18,1	1,21
50,0	1110,3	1094,4	50,7	1,24
100,0	2235,1	2203,1	98,0	1,24
200,0	4327,2	4265,3	206,1	1,22

**Tabela 6.5:** Resultados do cálculo de Hp(10) e da energia efetiva da radiação gama, irradiação com a fonte de calibração de  $^{137}\text{Cs}$  , Energia efetiva = 0,66 MeV.

Hp(10) calibração [mSv]	L4 [nC]	L5 [nC]	Hp(10) calculada [mSv]	E efetiva calculada [MeV]
0,1	1,2	1,2	0,1	0,63
0,2	3,9	3,8	0,2	0,63
0,4	10,4	10,2	0,6	0,64
0,6	11,2	11,0	0,6	0,64
0,8	15,5	15,2	0,8	0,66
1,0	25,5	25,1	1,2	0,67
2,0	44,4	43,5	2,2	0,67
4,0	80,5	78,9	4,2	0,63
6,0	116,0	113,8	6,4	0,63
8,0	166,7	163,4	8,3	0,68
10,0	212,8	208,7	10,6	0,64
20,0	449,6	440,9	22,0	0,67
50,0	967,4	948,7	52,0	0,63
100,0	2035,2	1995,9	106,0	0,65
200,0	4331,2	4247,5	213,3	0,68

**Tabela 6.6:** Resultados do cálculo de Hp(10) e da energia efetiva da radiação gama, irradiação com a fonte de calibração de  $^{241}\text{Am}$  , Energia efetiva = 0,06 MeV.

Hp(10) calibração [mSv]	L4 [nC]	L5 [nC]	Hp(10) calculada [mSv]	E efetiva calculada [MeV]
0,1	1,2	0,8	0,1	0,060
0,2	1,2	0,8	0,1	0,055
0,4	2,9	1,9	0,3	0,060
0,6	5,7	3,7	0,6	0,058
0,8	8,5	5,5	0,9	0,060
1,0	12,2	8,0	1,4	0,059
2,0	20,7	13,5	2,0	0,057
4,0	43,4	28,3	4,5	0,060
6,0	63,3	41,3	6,9	0,057
8,0	78,8	51,3	8,1	0,058
10,0	104,1	67,8	12,0	0,060
20,0	217,4	141,6	22,6	0,055
50,0	535,3	348,7	52,1	0,058
100,0	985,4	642,0	108,4	0,060
200,0	2013,4	1311,7	206,0	0,056

### 6.3 DETERMINAÇÃO DE HP(0,07) E HP(10) EM CAMPO DE RADIAÇÃO MISTO, BETA-GAMA

Para a determinação de Hp(10) e Hp(0,07) em campo misto foram feitas irradiações do dosímetro desenvolvido. O programa das irradiações foi realizado nas mesmas condições descritas no item 5.1 e o mesmo conjunto de fontes de referência (tabelas 5.1 e 5.2) para doses de 1 e 50 mSv combinadas segundo o esquema da figura 6.1

As leituras foram realizadas com o leitor anteriormente descrito e os valores obtidos são mostrados no **anexo 6**.

O cálculo de: Hp(10) [mSv] , energia efetiva da radiação gama [MeV], Hp(0,07) [mSv] e energia efetiva das partículas beta [MeV] foi realizado a partir das leituras obtidas utilizando o programa citado na secção 4.3.3. Os resultados obtidos são mostrados na tabela 6.7

		Co -60		Cs-137		Am-241	
		1	50	1	50	1	50
Pm-147	50	☒	☒	☒	☒	☒	☒
	1	☒	☒	☒	☒	☒	☒
Tl-204	50	☒	☒	☒	☒	☒	☒
	1	☒	☒	☒	☒	☒	☒
Sr-90/Y-90	50	☒	☒	☒	☒	☒	☒
	1	☒	☒	☒	☒	☒	☒

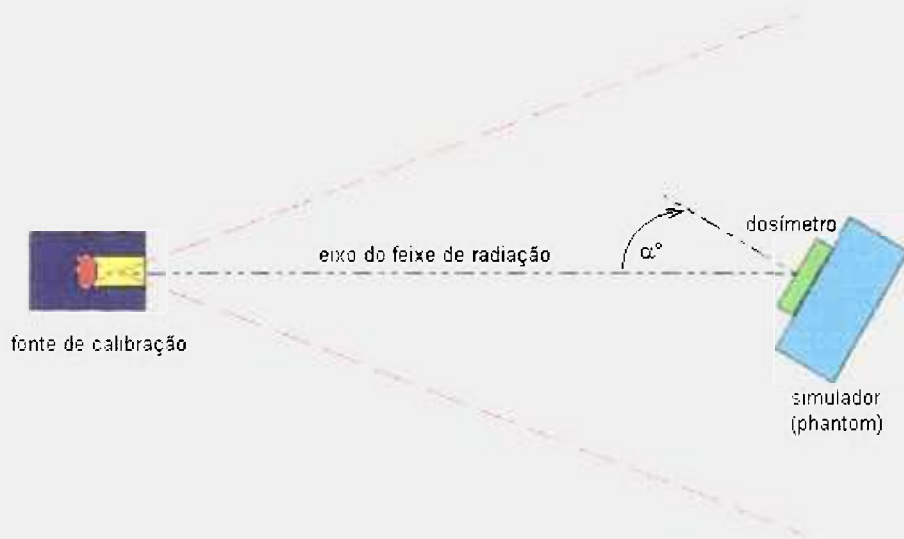
**Figura 6.1** : Esquema do programa de irradiações em campo misto.

**Tabela 6.7:** Resultados do cálculo de Hp(10) e da energia efetiva da radiação gama e de Hp(0,07) e da energia efetiva das partículas beta.

Calibração				Calculado			
Hp(10) [mSv]	E efet, gama [MeV]	Hp(0,07) [mSv]	E efet. beta [MeV]	Hp(10) [mSv]	E efet. gama [MeV]	Hp(0,07) [mSv]	E efet. beta [MeV]
1	1,25	1	0,77	1,08	1,24	1,01	0,78
1	1,25	50	0,77	0,97	1,26	50,2	0,77
50	1,25	1	0,77	52,6	1,21	2,4	0,75
50	1,25	50	0,77	53,3	1,23	48,7	0,76
1	0,66	1	0,77	1,04	0,63	0,89	0,73
1	0,66	50	0,77	1,12	0,64	50,1	0,77
50	0,66	1	0,77	49,3	0,66	0,67	0,89
50	0,66	50	0,77	51,2	0,65	46,6	0,74
1	0,06	1	0,77	0,94	0,058	1,08	0,81
1	0,06	50	0,77	1,02	0,061	50,3	0,77
50	0,06	1	0,77	52,6	0,063	1,17	0,95
50	0,06	50	0,77	51,4	0,055	45,7	0,73
1	1,25	1	0,225	0,98	1,24	0,97	0,23
1	1,25	50	0,225	1,1	1,25	50,1	0,22
50	1,25	1	0,225	54,7	1,21	1,22	0,31
50	1,25	50	0,225	53,3	1,24	64,4	0,19
1	0,66	1	0,225	0,88	0,62	1,5	0,16
1	0,66	50	0,225	1,05	0,65	50,8	0,22
50	0,66	1	0,225	49,3	0,65	1,1	0,32
50	0,66	50	0,225	50,7	0,67	57,9	0,19
1	0,06	1	0,225	0,94	0,058	0,77	0,28
1	0,06	50	0,225	1,14	0,059	49,7	0,23
50	0,06	1	0,225	52,6	0,062	0,73	0,28
50	0,06	50	0,225	48,2	0,058	49,6	0,22
1	1,25	1	0,154	0,98	1,24	1,03	0,17
1	1,25	50	0,154	1,12	1,27	64	0,15
50	1,25	1	0,154	53,3	1,21	1,5	0,21
50	1,25	50	0,154	50,9	1,23	54	0,16
1	0,66	1	0,154	1,12	0,67	0,72	0,21
1	0,66	50	0,154	1,21	0,63	67	0,14
50	0,66	1	0,154	52,3	0,65	0,57	0,31
50	0,66	50	0,154	49,3	0,66	50,5	0,17
1	0,06	1	0,154	1,12	0,058	0,55	0,21
1	0,06	50	0,154	0,94	0,055	62	0,15
50	0,06	1	0,154	52,6	0,059	0,63	0,21
50	0,06	50	0,154	48,5	0,061	61,7	0,15

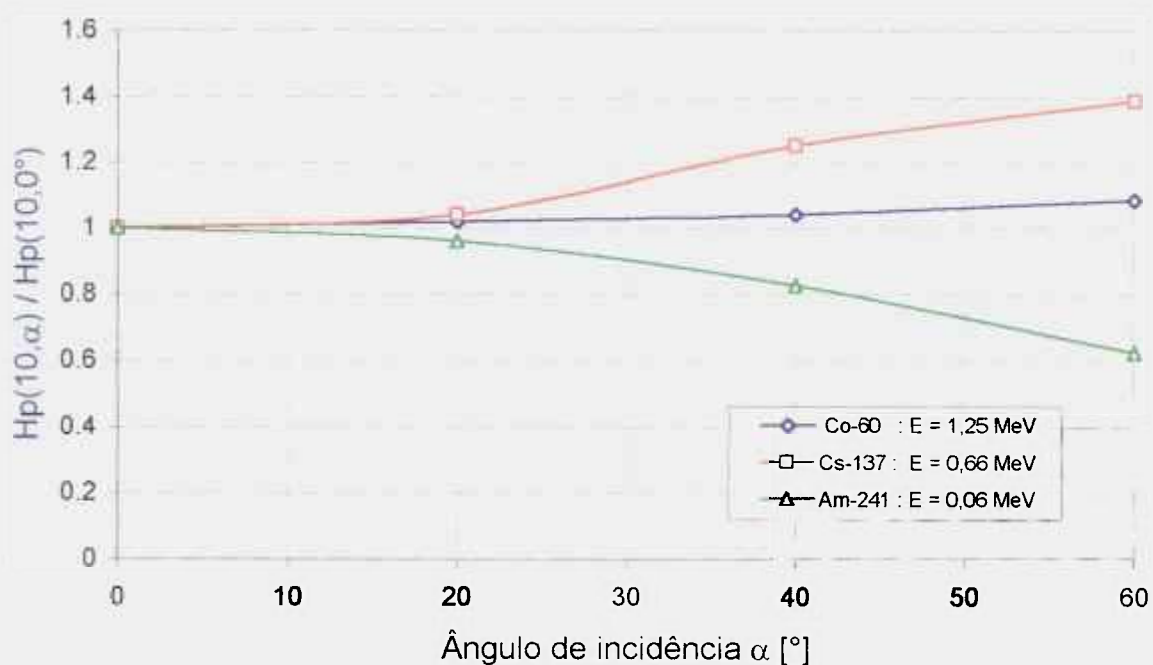
## 6.4 DEPENDÊNCIA ANGULAR

A determinação da dependência angular da resposta TL para as radiações beta e gama foi realizada utilizando as fontes de referência como é mostrado esquematicamente na figura 6.1 e irradiando no fantoma sob ângulos  $\alpha$  de  $0^\circ$ ,  $20^\circ$ ,  $40^\circ$  e  $60^\circ$ .

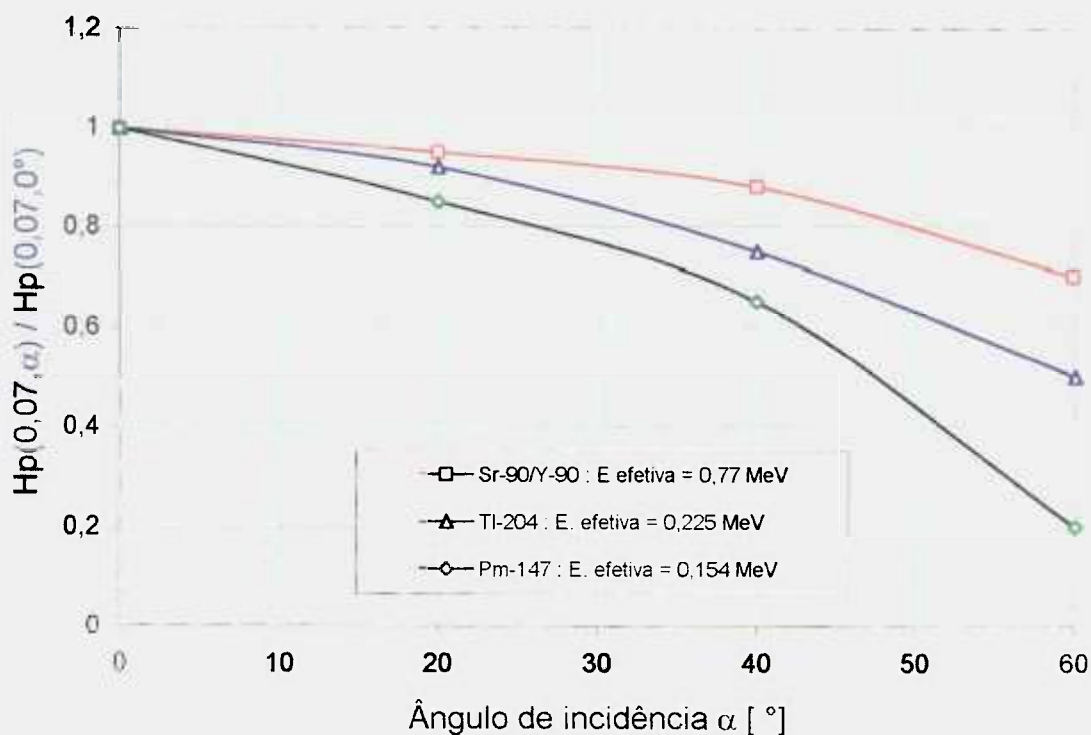


**Figura 6.1:** Diagrama esquemático do arranjo experimental para o estudo da dependência angular.

Os resultados obtidos são mostrados nas figuras 6.2 e 6.3.



**Figura 6.2:** Dependência angular da relação  $H_p(10, \alpha) / H_p(10, 0^\circ)$  para as fontes de referência gama utilizadas.



**Figura 6.3:** Dependência angular da relação  $H_p(0,07, \alpha) / H_p(0,07, 0^\circ)$  em função do ângulo de incidência para as fontes de referência beta utilizadas.

## 6.5 REQUISITOS DE ACURÁCIA PARA O SISTEMA DOSIMÉTRICO DESENVOLVIDO

As incertezas aceitáveis na rotina de monitoração individual externa deverão ser menores que o nível de investigação e podem ser expressas em relação à dose anual equivalente superficial e profunda  $H_p(10)$  e  $H_p(0,07)$ <sup>[28]</sup>.

As incertezas nessas medidas são da ordem dos limites anuais de dose e não deverão exceder um fator de 1,5 para um nível de confiança de 95%. Quando as doses anuais somam menos que 10 mSv a incerteza poderá ser de um fator 2,0 para um nível de confiança de 95%. Estas incertezas incluem os erros devido às variações na sensibilidade dos dosímetros, a energia incidente e a direção de incidência, e também, os erros intrínsecos dos dosímetros e da calibração.

No intervalo de dose equivalente determinado pelo sistema dosimétrico, os limites superior e inferior das incertezas aceitáveis resultam em uma função degrau que, na prática, não é muito utilizada. Como alternativa tem sido proposto suavizar o intervalo de acurácia em função do nível de dose. O limite superior é dado por :

$$H_{is} = 1,5 [(1 + H_0) / (2 H_0 + H_v)] \quad (6.1)$$

e o limite inferior é dado por :

$$\begin{aligned} H_{ii} &= 0 && \text{para } H_v < H_0 \\ H_{ii} &= (1 / 1,5) [1 - 2 H_0 / (H_0 + H_v)] && \text{para } H_v \geq H_0 \end{aligned} \quad (6.2)$$

onde  $H_v$  é o valor verdadeiro da dose equivalente e  $H_0$  é o menor valor de dose a ser medido baseado no limite para um período de monitoração mensal. Em nosso caso  $H_0$  é 0,2 mSv para  $H_p(10)$  e 4,2 mSv para  $H_p(0,07)$ <sup>[33,34,40]</sup>.

Os intervalos de acurácia para  $H_p(10)$  e  $H_p(0,07)$  estão mostrados nas figuras 6.4 e 6.5 juntamente com os valores experimentais obtidos.

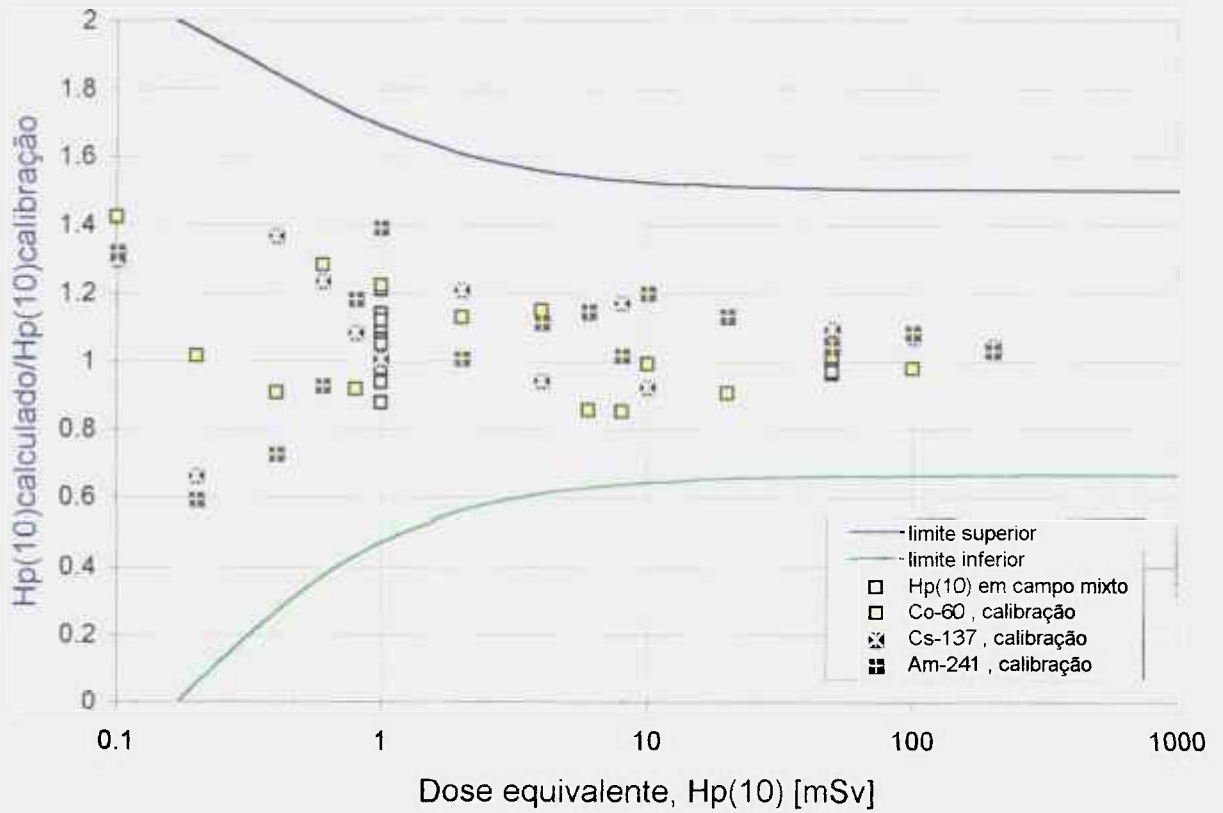


Figura 6.4 : Limites de acurácia para Hp(10) e valores experimentais.

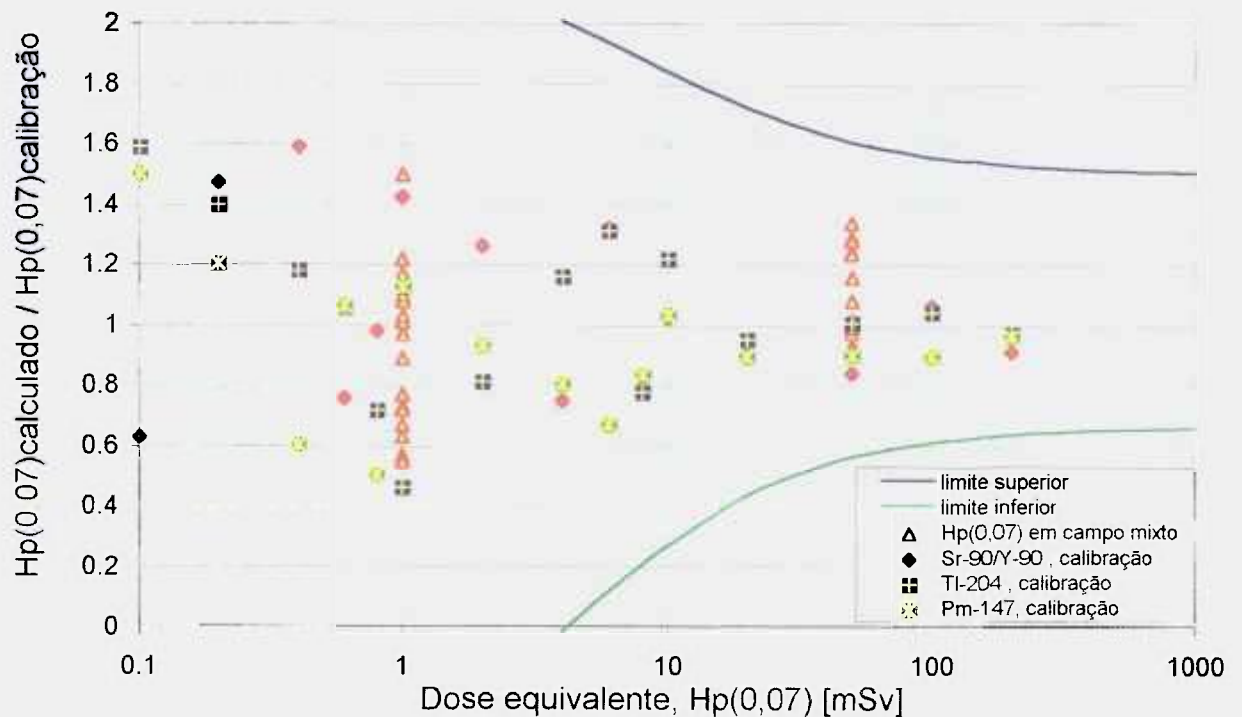


Figura 6.5 : Limites de acurácia para Hp(0,07) e valores experimentais.

## 6.6 AVALIAÇÃO DAS INCERTEZAS ASSOCIADAS À DETERMINAÇÃO DE Hp(0,07) E Hp(10)

A acuracidade total de um sistema dosimétrico é determinada pela somatória das incertezas sistemáticas e as incertezas aleatórias ou estatísticas.

As fontes de incertezas sistemáticas são as seguintes:

- Dependência angular ou direcional
- Não linearidade da resposta
- Decaimento do sinal dependente da temperatura e umidade ambiente
- Efeitos da exposição à luz
- Efeitos da exposição à outros tipos de radiação
- Efeitos de choques mecânicos
- Erros de calibração
- Variação da radiação de fundo natural do local

As fontes típicas de incertezas aleatórias são a falta de homogeneidade da sensibilidade e da dose zero do detector para o lote de dosímetros usados e as flutuações nos parâmetros de leitura incluindo a sensibilidade do leitor e da radiação de fundo.

A incerteza associada à determinação da dose equivalente Hp(10) e Hp(0,07) utilizando os algoritmos desenvolvidos neste trabalho, entendida como uma indicação de quanto o valor calculado da grandeza medida pode diferir do valor verdadeiro da grandeza em termos de probabilidades <sup>[6,33,44,54]</sup>, resulta da propagação dos erros das grandezas físicas medidas e utilizadas no cálculo da dose equivalente.

Os efeitos causados pelos erros sistemáticos aparecem com uma certa distribuição de probabilidades e neste caso pode-se caracterizar as incertezas sistemáticas pelo desvio padrão e varianças, analogamente como foi feito com as incertezas aleatórias.

Consequentemente, as incertezas sistemáticas e aleatórias podem ser combinadas pela soma quadrática para obter a incerteza total segundo a seguinte expressão:

$$S = \sqrt{\delta_a^2 + \delta_s^2} \quad (6.3)$$

onde  $\delta_a$  e  $\delta_s$  são o desvio padrão aleatório e sistemático respectivamente. O valor de  $\delta_a$  foi determinado convencionalmente através de uma série de medições repetitivas de uma mesma dose equivalente Hp(10) e Hp(0,07) nas condições de calibração, resultando  $\delta_{a, Hp(10)} = 0,054$  e  $\delta_{a, Hp(0,07)} = 0,042$ . Para se obter um valor numérico de  $\delta_s$ , foram avaliados os desvios padrão  $\delta_{s,i}$  para cada incerteza individual. Dessa forma  $\delta_s$  resulta na seguinte expressão:

$$\delta_s = \sqrt{\sum \delta_{s,i}^2} \quad (6.4)$$

A equação 6.3 oferece a possibilidade de avaliar um único valor para a incerteza total do sistema dosimétrico que pode ser utilizada para atender os requerimentos da ICRP para acuracidade, por ex : um intervalo de incerteza de -33% a +50% para doses próximas aos limites de dose. A equação pode também ser utilizada para definir o critério de desempenho requerido para satisfazer as recomendações da ICRP para acuracidade. Um limite de incerteza de -33% e +50% da dose sendo medida a um nível de confiança de 95% pode ser obtida se :

$$1,96 \cdot |S| \leq 0,5 \times (0,33 + 0,50) \quad (6.5)$$

e segundo a equação 6.3

$$S = \sqrt{\delta_a^2 + \delta_s^2} \leq 0,21 \quad (6.6)$$

onde  $\delta_a$  e  $\delta_s$  devem ser expressas em termos do quociente de desempenho  $(H_m - H_v) / H_v$  com  $H_m$  e  $H_v$  indicando a dose equivalente medida e verdadeira respectivamente.

Na prática, as incertezas causadas pela dependência angular e energética são as responsáveis pela maior fonte de erros. Neste caso, a dependência energética é minimizada, uma vez que o algoritmo desenvolvido calcula também a energia efetiva para levá-la em conta no cálculo da dose equivalente. Assim, é importante diferenciar a dependência angular como uma das fontes de incerteza sistemática, que é representada pelo desvio padrão  $\delta_{s,(E,\Phi)}$  e as incertezas responsáveis por todos os outros erros sistemáticos são caracterizadas pelo desvio padrão  $\delta_{s,(0)}$ .

Usando a equação 6.4 obtemos a seguinte expressão:

$$\delta_s = \sqrt{\delta_{s,(E,\Phi)}^2 + \delta_{s,(0)}^2} \quad (6.7)$$

assim a equação 6.6 resulta em :

$$\sqrt{\delta_a^2 + \delta_{s,(E,\Phi)}^2 + \delta_{s,(0)}^2} \leq 0.21 \quad (6.8)$$

Da equação (6.8) pode-se calcular o máximo valor de  $\delta_{s,(E,\Phi)}$  se  $\delta_a$  e  $\delta_{s,(0)}$ , tanto para Hp(10) como para Hp(0,07), forem conhecidos. Assim, assumindo que  $\delta_a$  e  $\delta_{s,(0)}$  são aproximadamente iguais, então podemos calcular  $\delta_{s,(E,\Phi)}$  a partir de  $\delta_{a,Hp(10)} = 0,054$  e  $\delta_{a,Hp(0.07)} = 0,042$ .

$$\delta_{s,(E,\Phi)} = \sqrt{0.21^2 - \delta_a^2 - \delta_{s,(0)}^2} \quad (6.9)$$

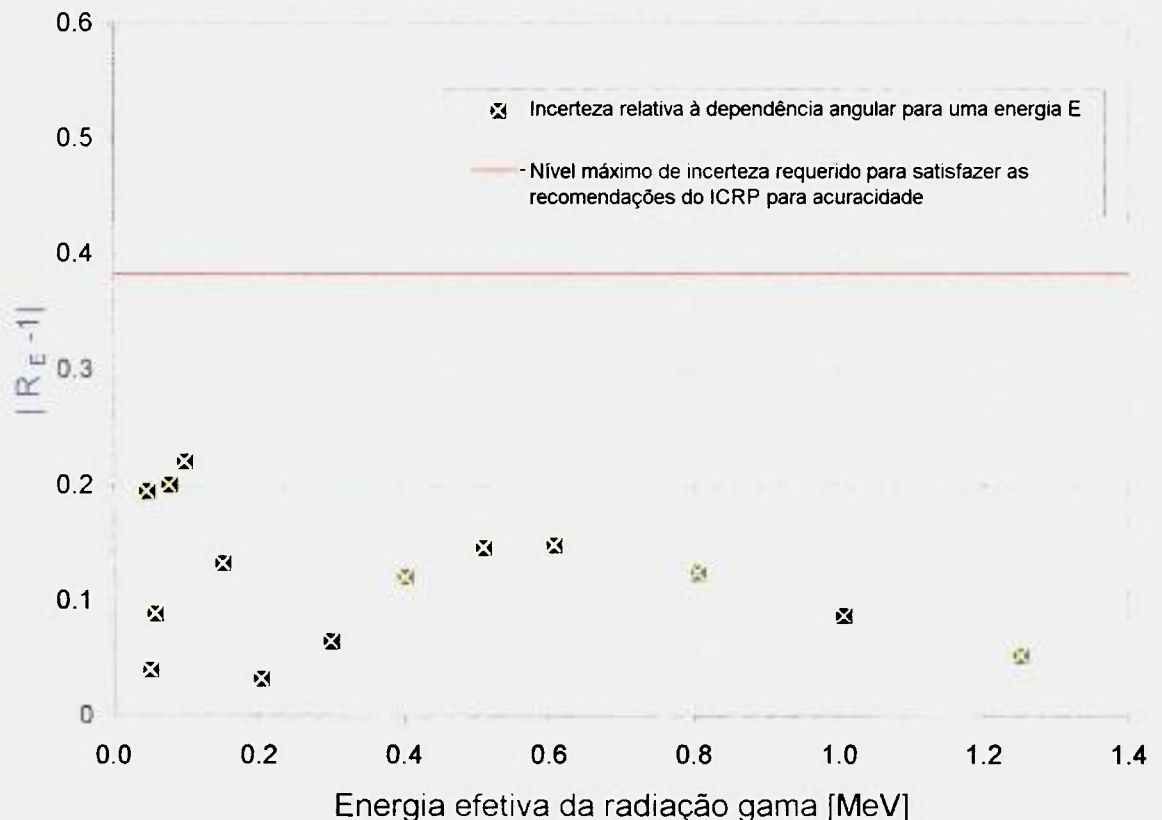
Utilizando a equação 6.9 foi calculado  $\delta_{s,(E,\Phi)}$  para Hp(10) e para Hp(0,07) resultando iguais a 0,1956 e 0,2014 respectivamente.

Assim, para atender as recomendações da ICRP 35 para acuracidade, a incerteza devida à dependência angular de Hp(10) para um nível de confiança de 95% deverá ser no máximo igual a  $\pm (1,96 \times \delta_{s,(E,\Phi)})$  ou seja  $\pm 0,383$ . Da mesma forma a dependência angular de Hp(0,07) para um nível de confiança de 95% deverá ser no máximo igual a  $\pm (1,96 \times \delta_{s,(E,\Phi)})$  ou seja  $\pm 0,395$ .

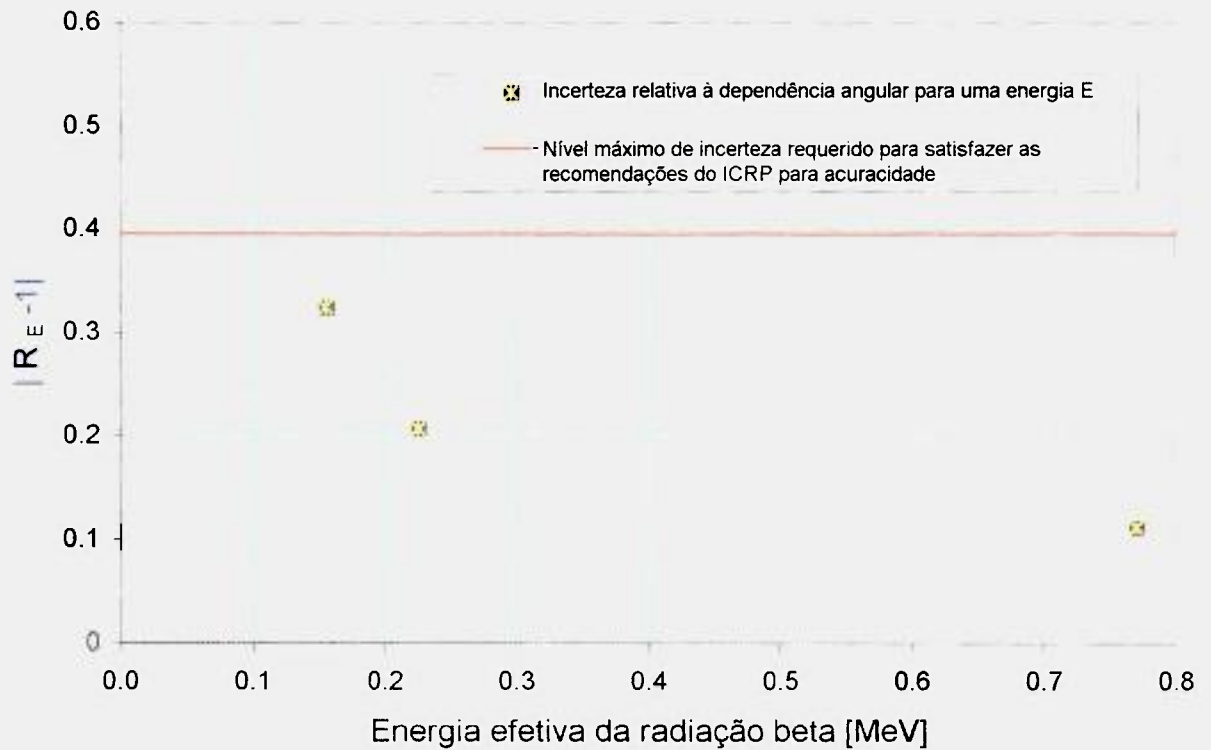
Se  $R_E = 0,25 (R_{E,0} + R_{E,20} + R_{E,40} + R_{E,60})$  representa a resposta média para a energia  $E$  em todo o intervalo de ângulos de incidência considerados ( $0^\circ$ ,  $20^\circ$ ,  $40^\circ$  e  $60^\circ$ ) onde  $R_{E,\Phi}$  é a resposta relativa para a energia  $E$  e o ângulo de incidência  $\Phi$  assim  $R_{E,\Phi} = (H_{E,\Phi})_m / (H_{E,\Phi})_v$ , sendo  $(H_{E,\Phi})_m$  a dose medida e  $(H_{E,\Phi})_v$  é o valor verdadeiro da dose. O valor  $\pm |R_E - 1|$  pode ser definido como a incerteza relativa à dependência angular para uma energia  $E$ .

Portanto para atender às recomendações da ICRP 35 para acuracidade, a condição  $|R_E - 1| \leq (1,96 \times \delta_{s,(E,\Phi)})$  deve ser satisfeita.

As figuras 6.6 e 6.7 mostram os valores obtidos de  $|R_E - 1|$  para Hp(10) e Hp(0,07) respectivamente, os quais satisfazem a condição acima descrita.



**Figura 6.6 :** Incerteza relativa à dependência angular em função da energia efetiva para Hp(10).



**Figura 6.7 :** Incerteza relativa à dependência angular em função da energia efetiva para Hp(0,07).

## CAPITULO 7

### DISCUSSÕES E CONCLUSÃO

#### 7.0 DISCUSSÕES

- **Montagem do dosímetro:** A resposta do dosímetro é fortemente dependente da espessura dos filtros, assim uma pequena variação nesta espessura pode levar a um variação considerável na dose.
- **Dependência energética:** Como postulado inicialmente a resposta do sistema dosimétrico desenvolvido é dependente da energia da radiação incidente. O algoritmo proposto permite calcular a energia efetiva desta radiação, e, conseqüentemente, a fração de energia depositada no dosímetro TL em função da energia incidente. Dessa forma, no cálculo de Hp(10) e Hp(0.07), esta dependência da energia da radiação incidente é considerada, como mostrado nas figuras 4.15 e 4.16
- **Dose devida à radiação gama:** Os resultados das tabelas 6.4, 6.5 e 6.6 mostram uma boa concordância entre a Hp(10) calculada pelo algoritmo e a Hp(10) resultante da irradiação de dosímetros. Isto é devido, em parte, às condições ideais de irradiação ou seja, a utilização de uma única fonte de radiação e incidência normal à superfície do dosímetro TL. Da mesma forma, o valor da energia efetiva da radiação gama incidente calculada mostrou ser próximo do valor médio da energia do  $^{60}\text{Co}$  (1,25 MeV).
- **Dose devida à radiação beta:** Os resultados das tabelas 6.1, 6.2. e 6.3 mostram também uma boa concordância entre a Hp(0,07) calculada pelo algoritmo e a Hp(0,07) resultante da irradiação dos dosímetros. Similarmente ao caso anterior, esse resultado se deve à representatividade do modelo utilizado e às condições ideais de irradiação.

No cálculo da energia efetiva da radiação beta incidente o algoritmo utilizado mostrou ser adequado, obtendo-se um valor próximo do valor da energia efetiva do  $^{90}\text{Sr}$ - $^{90}\text{Y}$  (0,77 MeV).

- **Resposta do sistema dosimétrico em campo misto beta/gama:** os resultados do cálculo de  $H_p(10)$  e da energia efetiva da radiação gama e  $H_p(0,07)$  e da energia efetiva das partículas beta são mostradas na tabela 6.7 e mostram uma boa correlação entre os valores calculados e os de validação.
- **Dependência angular da resposta do dosímetro:** como discutido anteriormente, o sistema dosimétrico possibilita a determinação da energia depositada pelas radiações gama e beta no material dosimétrico independente do ângulo de incidência, uma vez que o parâmetro de interesse é a energia absorvida no material dosimétrico. As figuras 6.2 e 6.3 mostram a relação entre a incidência normal e sob o ângulo  $\alpha$ .
- **Limiar de medição de  $H_p(10)$  e  $H_p(0,07)$ :** o limite inferior de detecção do sistema proposto foi determinado como :  $3 \cdot \sigma_{TL(0R)} \cdot FC_{(\gamma, \beta)}$ , para um nível de confiança de 95%, onde  $\sigma_{TL(0R)}$  é o desvio padrão da média de leitura TL de dosímetros não irradiados e FC é o fator de calibração para a energia de interesse.  
Para a radiação beta os limites mínimos detectáveis para o  $^{90}\text{Sr}$ - $^{90}\text{Y}$ ,  $^{204}\text{Tl}$  e  $^{147}\text{Pm}$  são de 30, 40 e 100  $\mu\text{Sv}$  respectivamente.  
Para a radiação gama o valor determinado foi de 1,5  $\mu\text{Sv}$ .
- **Avaliação das incertezas na determinação de  $H_p(10)$  e  $H_p(0,07)$ :** usando os algoritmos desenvolvidos: as incertezas causadas pela dependência angular e energética são responsáveis pela maior fonte de erros. Como já foi discutido anteriormente, a dependência energética é minimizada, uma vez que o algoritmo desenvolvido calcula a energia efetiva para o cálculo da dose equivalente.

Assim, a dependência angular é considerada como uma das fontes de incerteza sistemática e a incerteza para  $H_p(10)$  para um nível de confiança de 95% é de  $\pm 0,383$  e para  $H_p(0,07)$  é de  $\pm 0,395$ .

- **Teste de campo:** Finalmente, para avaliar o funcionamento em campo do sistema dosimétrico desenvolvido e otimizado, esquematizado no **anexo 1**, foram realizados testes em operação de rotina de manipulação de elemento combustível no Reator IPEN MB 01. Para isso foram utilizados 5 dosímetros, posicionados dentro da “glove box” de manipulação. Foi mantido um dosímetro para a determinação da radiação natural de fundo (BG) no período em que os dosímetros foram mantidos na “glove box”.

Os principais radionuclídios encontrados nos elementos combustíveis, considerados para o cálculo da energia efetiva são mostrados na tabela 7.1.

Tabela 7.1 : Principais produtos de fissão.

Elemento	Emissão $\gamma$	Intensidade	Emissão $\beta$	Intensidade	Meia vida
	$E_{\text{média}}$ (MeV)	%	$E_{\text{média}}$ (MeV)	%	
<sup>85</sup> Kr	-	-	0,25	99,6	10,7 a
<sup>89</sup> Sr	-	-	0,58	100	50,6 d
<sup>90</sup> Sr	-	-	0,6	98,8	28 a
<sup>90</sup> Y	-	-	0,93	99,9	2,6 d
<sup>91</sup> Y	-	-	0,60	99,7	58,5 d
<sup>95</sup> Zr	0,76	99,8	0,04	99,9	63,9 d
<sup>95</sup> Nb	0,76	99,8	0,04	99,9	34,9 d
<sup>99</sup> Mo	0,14	91,0	0,44	81,8	2,7 d
<sup>99</sup> Tc	-	-	0,08	100	$2,1 \times 10^5$ a
<sup>103</sup> Ru	0,49	89,5	0,06	90	40 d
<sup>106</sup> Ru	-	-	0,01	100	372 d
<sup>106</sup> Rh	-	-	1,5	78,9	30 s
<sup>129</sup> Te	-	-	0,54	89,3	1,16 h
<sup>140</sup> I	0,08	81,6	0,19	89,9	8 d
<sup>133</sup> Xe	0,08	38	0,10	99,2	5,2 d
<sup>137</sup> Cs	0,6	85,2	0,17	94,6	30 a
<sup>137</sup> Ba	0,61	90,1	-	-	2,5 min
<sup>140</sup> Ba	1,5	100	-	-	12,7 d
<sup>140</sup> La	1,5	95,3	-	-	1,6 d
<sup>141</sup> Ce	-	-	0,12 e 0,18	69,6 e 30	32 d
<sup>144</sup> Ce	-	-	0,09 e 0,05	77 e 20	285 d
<sup>143</sup> Pr	-	-	1,22	98	17,3 min
<sup>144</sup> Pr	-	-	0,31	100	13,5 d
<sup>147</sup> Pm	-	-	0,06	99,9	2,6 a

As energias efetivas médias calculadas a partir da tabela 7.1 para as radiações beta e gama foram de 0,65 MeV e 0,44 MeV respectivamente. Os valores obtidos pelo sistema dosimétrico desenvolvido para a energia efetiva média e a dose equivalente para a radiação beta foram de 0,61 MeV e 0,15 mSv e para a radiação gama foram de 0,41 MeV e 0,63 mSv, o que indica que os resultados obtidos no teste de campo são confiáveis.

## 7.1 CONCLUSÃO

Considerando os resultados obtidos, discutidos acima, concluímos que o sistema dosimétrico proposto para aplicação em campo misto beta-gama satisfaz os requisitos necessários para aplicação tanto na monitoração pessoal como na monitoração de área.

**REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS**

- [1] ATTIX, F. H. *Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry*. John Wiley & Sons, Inc (1986)
- [2] AMBROSI, P. ; HILGERS, G. ; NOLTE, R. A two - element TL dosimeter for the measurement of  $H_P(0,07)$  and  $H_P(10)$  in mixed photon / beta fields. *Radiation Protection Dosimetry*, vol. 54 (3-4), p. 295-298, 1994.
- [3] ASSOCIAÇÃO BRASILEIRA DE NORMAS TÉCNICAS. *Grandeza e unidade de reações nucleares e radiações ionizantes*. Abril, 1992. (NBR 12539).
- [4] BANADOS PEREZ, H. E. *Desenvolvimento de um sistema calorimétrico para dosimetria de feixes de elétrons em processos por radiação*. São Paulo, 1994. (Tese de Doutorado, Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares).
- [5] BARTHE, J. *Modelisation et Simulation*. CEA/DAMRI, Saclay, 1994. (Documento Particular)
- [6] BARTHEM, R. B. *Tratamento e análise de dados em física experimental*. Rio de Janeiro, Universidade Federal do Rio de Janeiro, 1995. (CCMN).
- [7] BRODSKY, A. *CRC Handbook of radiation measurement and protection, general scientific and engineering information*. CRC Press, Vol 1, Boca Raton, Florida, 1978.
- [8] CAMERON, J. R.; SUNTHARALINGAM, N.; KENNEY, G. N. *Thermoluminescent dosimetry*. London, The University of Wisconsin, 1968.
- [9] CAMPOS, L. L. Graphite mixed  $\text{CaSO}_4:\text{Dy}$  TL dosimeters for beta radiation dosimetry. *Radiation Protection Dosimetry*, vol. 48 (2), p. 205-207, 1993.

- [10] CAMPOS, L. L. Thermoluminescent  $\text{CaSO}_4:\text{Dy}$  teflon pellets for beta radiation detection. *Radiation Protection Dosimetry*, vol. 18 (2), p. 95-97, 1987.
- [11] CASWELL, R. S.; PARETZKE, H.; BÖHM, J.; CHARLES, M. W.; CROSS, W.G.; PIESCH, E.; SELTZER, S. M. *Dosimetry of external beta radiation for radiological protection*. DRAFT of March 20, 1994.
- [12] CHARLES, M. W. The biological bases of radiological protection criteria for superficial, low penetrating radiation exposure. *Radiation Protection Dosimetry*, vol. 14(2), p. 79-90, 1996.
- [13] CHARLES, M. W. An assessment of the need for improved dosimetry techniques for superficial tissues. *Radiation Protection Dosimetry*, vol. 14 (2), p. 137-140, 1986.
- [14] CHARTIER, J. L.; GROSSWENDT, B.; GUALDRINI, G. F.; HIRAYAMA, H.; MA, C.M.; PADOANI, F. ; PETOUSSI, N. ; SELTZER, S. M. ; TERRISSOL, M. Reference fluence-to-dose-equivalent conversion coefficients and angular dependence factors for 4-element ICRU tissue, water and PMMA slab phantoms irradiated by broad electron beams. *Radiation Protection Dosimetry*, vol. 63(1), p. 7-14, 1996.
- [15] CHRISTENSEN, P. Review of personnel monitoring techniques for the measurement of absorbed dose from external beta and low energy photon radiation. *Radiation Protection Dosimetry*, vol. 14 (2), p. 127-135, 1986.
- [16] CHRISTENSEN, P.; PROKIC, M. Energy and angular response of TL dosimeters for beta ray dosimetry. *Radiation Protection Dosimetry*, vol. 17, p.83-87, 1986.

- [17] DIETZE, G. ; MENZEL, H. G. Aspects of ICRP 60 and ICRU 47 relevant to individual monitoring of external exposure. *Radiation Protection Dosimetry*, vol. 54(3-4), p. 167-173, 1994.
- [18] DREXLER G. Radiological quantities measured and assessed in personnel dosimetry. In: OBERHOFER, M.; SCHARMANN, A.; eds. *Techniques and management of personnel thermoluminescence dosimetry services*. Netherlands, Kluwer Academic, 1993, vol.2, p.1-19.
- [19] DUTT, J. C. ; GREENSLADE, E. ; MARSHALL, T.O. A new approach to the problems of extremity dosimetry. *Radiation Protection Dosimetry*, vol. 14 (2), p. 145-150, 1986.
- [20] EHRLICH, M. A method for evaluating air kerma and directional dose equivalent for currently available multi-element dosimeters in radiation protection dosimetry. *Radiation Protection Dosimetry*, vol. 28(1-4), p. 89-95,1989.
- [21] FELLINGER, J. ; SCHMIDT. P. ; HÜBNER, K. Beta dosimetry using thin TL detectors. *Radiation Protection Dosimetry*, vol. 34(1-4), p. 131-134,1990.
- [22] GOTILIB, V. I. ; GREBENSCHICOV, L. N. K. ; NEMIRO, E. A  
Thermoluminescence dosimetry of beta radiation on the basis of several TL detectors of usual thickness. *Radiation Protection Dosimetry*, vol. 34 (1-4), p. 135-136,1990.
- [23] HAJNAL, F. Measurement of beta spectra and dose in mixed beta - photon fields. *Radiation Protection Dosimetry*, vol.14(2) , p. 175-178, 1986.
- [24] HARVEY, J. R. ; PORTAL, G. Quantities in radiation protection, functions and roles. *Radiation Protection Dosimetry*, vol. 54, (3-4), p. 183-187,1994.

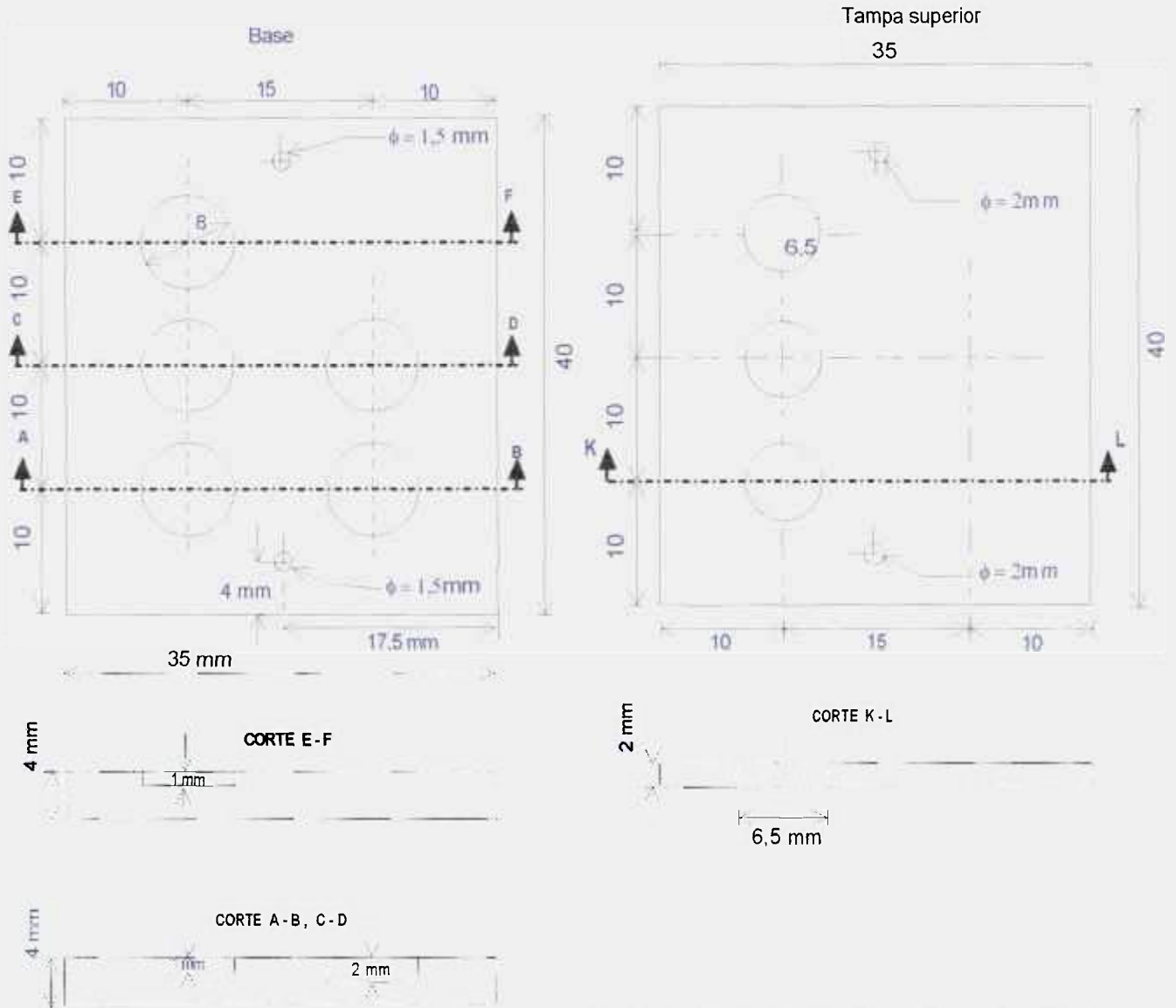
- [25] HEINZELMANN, M. ; KRATZ, H. The response of thermoluminescence dosimeters to beta radiation in different radiation fields. *Radiation Protection Dosimetry*, vol 17, p 77-81 ,1986.
- [26] HEINZELMANN, M. ; KELLER, M. An energy-independent dose rate meter for beta and gamma radiation. *Radiation Protection Dosimetry*, vol.14 (1-4), p.179-182, 1986.
- [27] INTERNATIONAL COMMISSION ON RADIOLOGICAL PROTECTION. *Recommendations of the International Commission on Radiological Protection*. 1991 (ICRP-60).
- [28] INTERNATIONAL COMMISSION ON RADIOLOGICAL PROTECTION. *General principles of monitoring for radiation protection workrs*. 1982 (ICRP-35).
- [29] INTERNATIONAL COMMISSION ON RADIATION UNITS AND MEASUREMENTS. *Electrons with Initial energies between 1 and 50 MeV*. 1974. (ICRU-21).
- [30] INTERNATIONAL COMMISSION ON RADIATION UNITS AND MEASUREMENTS. *Radiation Dosimetry Stopping Powers for Electrons and Positrons*. 1984. (ICRU-37).
- [31] INTERNATIONAL COMMISSION ON RADIATION UNITS AND MEASUREMENTS. *Determination of dose equivalent resulting from external radiation sources*.1984. (ICRU-39)
- [32] INTERNATIONAL ORGANIZATION FOR STANDARDIZATION. *Reference beta radiations for calibrating dosimeters and doserate meters and for determining their response as function of beta radiation energy*, (ISO Document 6980), 1992 .

- [33] JENNINGS, A. W. ; MARSHALL, T. O. Personal dosimetry. In: INTERNATIONAL RADIATION PROTECTION ASSOCIATION. *Dosimetry and instrumentation: proceedings of 9th international conference in Austria 14-19, Viena April, 1996.* (Documento particular).
- [34] JULIUS, H. W.; CHRISTENSEN, P.; MARSHALL, T. O. Performance, requirements and testing in individual monitoring. *Radiation Protection Dosimetry*, vol.34 (1-4), p.87-91, 1990.
- [35] KASE, K. R.; BJÄRNGÅRD, B. E.; ATTIX, F. H. *The dosimetry of ionizing radiation*. Vol 3, London, Academic, 1990.
- [36] KLEVENHAGEN, S. C. *Physics and dosimetry of therapy electron beams*. Medical Physics, p. 3-144, U.S.A., 1993.
- [37] KNOLL, G. F. *Radiation detection and measurement*. John Wiley & Sons, U.S.A, 1989.
- [38] KOBETICH, E. J. ; KATZ, R. Energy deposition by electron beams and gamma rays. *Phys Rev.* ,170 (I): 391-6, 1968.
- [39] MAHESH, K. Thermoluminescence applications. In: MAHESH, K. ; WENG, P.S. ; FURETA, C. *Thermoluminescence solids and its applications*. England, U. K. . *Nuclear Technology*, 1989, p 200-265.
- [40] MARSHALL, T.O. Radiation quantities and units principles of radiation dosimetry. CEC, Ispra, Italy, 1995, (Documento particular).
- [41] MARSHALL, M. ; THOMAS, D. J. ; PERKS, C. A. ; NAISMITH, O. F. Radiation quantities: significance of the angular and energy distribution of the radiation field . *Radiation Protection Dosimetry*, vol. 54 (3-4) p. 239-248, 1994.

- [42] NELSON, W. R. ; HIRAYAMA, H. ; ROGERS, W. O. *The EGS4 code system*. Stanford, U.S.A., Stanford Linear Accelerator Center, Dec.1995. (SLAC-R-265).
- [43] PERKS, C. A. Mixed radiation field dosimetry with thermoluminescence materials applied to personal dosimetry. In: OBERHOFER, M.; SCHARMANN, A.; eds. *Techniques and management of personnel thermoluminescence dosimetry services*. Netherlands, Kluwer Academic, 1993, vol.2, p.161-201.
- [44] PHYSIKALISCH-TECHNISCHE BUNDESANSTALT. New dose quantities in radiation protection. *Bericht DOS - 23e*, Braunschweig, Germany, 1995. (Documento Interno)
- [45] RAYES , I. M. ; STOEBE , T. G. Mixed field multi-element beta / gama dosimeter design . *Radiation Protection Dosimetry*, Vol 17, p 39-42,1986.
- [46] REGULLA , D. ; DRISCOLL, C. M. H. Thermoluminescence materials and their dosimetric characteristics, In: OBERHOFER, M.; SCHARMANN, A.; eds. *Techniques and management of personnel thermoluminescence dosimetry services*. Netherlands, Kluwer Academic, 1993, vol.2, p.63-123.
- [47] ROGERS, D.W.O. & BIELAJEW, A. F. Monte Carlo techniques of electron and photon transport for radiation dosimetry. In: KASE, K. R. ; BJÄRNGARD, B. E. ; ATTIX, F. H eds. *The dosimetry of ionizing radiation dosimetry*. New York, Academic, 1987. v.3, p. 427-539.
- [48] ROHLOFF, F.; HEINZELMANN, M. Dose rate by photon radiation to the basal layer of the epidermis in the case of skin contamination. *Radiation Protection Dosimetry*, Vol 63 N° 1, p 15-28 (1996).

- 
- [49] SCHARMAN, A.; BÖHM, M. Basic concepts of thermoluminescence. In OBERHOFER, M.; SCHARMANN, A.; eds. *Techniques and management of personnel thermoluminescence dosimetry services*. Netherlands, Kluwer Academic, 1993, vol.2, p.21-40.
- [50] SCHUMACHER, B.W. A review of the macroscopic laws for the electron penetration through matter. In: BAKISH, R. ed. *Electron and ion beam science and technology*. New York, John Wiley & Sons, p.5-70, 1965.
- [51] SWINTH, K. L. ; RATHBUN, L. A. ; BRACKENBUSH, L. W. Beta fields and measurement practices at doe facilities. *Radiation Protection Dosimetry*, vol.14 (2) p.105-108, 1986.
- [52] TABATA, T. & ITO, R. A Generalized empirical equation for the transmission coefficient of electrons. *Nucl. Instrum. Methods*,127: 429-44, 1975.
- [53] TSOUFANIDS, N. *Measurement and Detection of Radiation*. New York Hemisphere, p 93-164,1983.
- [54] VUOLO, J. H. *Fundamentos da teoria dos erros*. São Paulo, Edgard Blücher, 1992.

# ANEXO 1 : PROJETO MECÂNICO DO PORTA-DOSÍMETRO DESENVOLVIDO



IPEN - CNEN/SP

## Porta Dosímetro

Material : Polietileno	Nº de peças : 10 (cada)
Escala : fora de escala	Data : 17/04/96
Projeto : Teresinha F. L. Daltro	Obs. :

## ANEXO 2 : Cálculo da energia depositada pela radiação gama no TL, utilizando o programa MathCad v. 6.0

Em 100 g de TLD temos 66.6 g de  $C_2F_4$  e 33.4 g de  $CaSO_4$

$$\rho_{Pb} := 11.34 \quad [g/cm^3]$$

$$e_{filtro7_{Pb}} := 0.05 \quad [cm]$$

para o teflon  $A_c := 12.011$   $A_f := 18.99$

$$PM := A_c \cdot 2 + A_f \cdot 4 \quad PM = 99.982$$

em 66.6 g de teflon temos :

$$mC := \frac{A_c \cdot 2}{PM} \cdot 66.6$$

$$mF := \frac{A_f \cdot 4}{PM} \cdot 66.6$$

$$mC = 16.002$$

$$mF = 50.598$$

=====

para o  $CaSO_4$   $A_{Ca} := 40.08$   $A_S := 32.06$   $A_O := 15.99$   $PM2 := A_{Ca} + A_O \cdot 4 + A_S$

$$PM2 = 136.1$$

em 33.4 g de  $CaSO_4$  temos :

$$mCa := \frac{A_{Ca}}{PM2} \cdot 33.4$$

$$mS := \frac{A_S}{PM2} \cdot 33.4$$

$$mO := \frac{A_O \cdot 4}{PM2} \cdot 33.4$$

$$mCa = 9.836$$

$$mS = 7.868$$

$$mO = 15.696$$

=====

$$\phi_{TLD} := .6 \quad [cm] \quad m_{TLD} := .050 \quad [g]$$

$$gramatura_{TLD} := \frac{m_{TLD}}{\left( \frac{\phi_{TLD}}{2} \right)^2}$$

$$gramatura_{TLD} = 0.177 \quad [g/cm^2]$$

j := 0..13 Tabela de energias a serem utilizadas [MeV]

$$E_0 := 0.04 \quad E_1 := 0.05 \quad E_2 := 0.06 \quad E_3 := 0.08 \quad E_4 := 0.10 \quad E_5 := 0.15 \quad E_6 := 0.20$$

$$E_7 := 0.30 \quad E_8 := 0.40 \quad E_9 := 0.50 \quad E_{10} := 0.60 \quad E_{11} := 0.80 \quad E_{12} := 1.0 \quad E_{13} := 1.5$$

Os elementos a serem utilizados são: H, C, O, F, S, Al, Ca, Cu, Sn e Pb .

Tabelas de coeficientes mássicos de absorção de energia [cm<sup>2</sup>/g] (subíndice 0) e coeficientes mássicos de atenuação [cm<sup>2</sup>/g] (subíndice 1) , em função da energia e para todos os elementos a serem utilizados.

$$i = 0..1$$

$$\mu^i_H := \begin{pmatrix} 0.0231 & 0.0271 & 0.0306 & 0.0362 & 0.0406 & 0.0481 & 0.0525 & 0.0569 & 0.0586 & 0.0593 & 0.0587 & 0.0574 & 0.0555 & 0.0507 \\ 0.346 & 0.335 & 0.326 & 0.309 & 0.294 & 0.265 & 0.243 & 0.211 & 0.189 & 0.173 & 0.160 & 0.140 & 0.126 & 0.103 \end{pmatrix}$$

$$\mu^i_C := \begin{pmatrix} 0.0306 & 0.0233 & 0.0211 & 0.0205 & 0.0215 & 0.0245 & 0.0265 & 0.0287 & 0.0295 & 0.0297 & 0.0295 & 0.0288 & 0.0279 & 0.0255 \\ 0.205 & 0.185 & 0.174 & 0.162 & 0.152 & 0.135 & 0.123 & 0.107 & 0.0953 & 0.0870 & 0.0805 & 0.0707 & 0.0637 & 0.0519 \end{pmatrix}$$

$$\mu^i_O := \begin{pmatrix} 0.0733 & 0.0437 & 0.0322 & 0.0249 & 0.0237 & 0.0251 & 0.0268 & 0.0288 & 0.0295 & 0.0297 & 0.0296 & 0.0289 & 0.0278 & 0.0254 \\ 0.257 & 0.211 & 0.190 & 0.168 & 0.156 & 0.137 & 0.124 & 0.107 & 0.0957 & 0.0871 & 0.0805 & 0.0707 & 0.0637 & 0.0518 \end{pmatrix}$$

$$\mu^i_F := \begin{pmatrix} 0.100 & 0.0566 & 0.0391 & 0.0270 & 0.0241 & 0.0243 & 0.0256 & 0.0273 & 0.0281 & 0.0282 & 0.0281 & 0.0273 & 0.0264 & 0.0241 \\ 0.27 & 0.21 & 0.20 & 0.16 & 0.15 & 0.14 & 0.125 & 0.105 & 0.093 & 0.086 & 0.081 & 0.070 & 0.062 & 0.051 \end{pmatrix}$$

$$\mu^i_S := \begin{pmatrix} 0.727 & 0.372 & 0.218 & 0.101 & 0.0609 & 0.0357 & 0.0311 & 0.0299 & 0.0301 & 0.0300 & 0.0297 & 0.0288 & 0.0278 & 0.0253 \\ 0.891 & 0.527 & 0.367 & 0.238 & 0.189 & 0.145 & 0.127 & 0.108 & 0.0958 & 0.0872 & 0.0805 & 0.0708 & 0.0636 & 0.0519 \end{pmatrix}$$

$$\mu^{Al} := \begin{pmatrix} 0.357 & 0.184 & 0.111 & 0.0562 & 0.0386 & 0.0285 & 0.0276 & 0.0282 & 0.0287 & 0.0286 & 0.0286 & 0.0277 & 0.0269 & 0.0245 \\ 0.565 & 0.367 & 0.277 & 0.201 & 0.170 & 0.138 & 0.122 & 0.104 & 0.0926 & 0.0844 & 0.0779 & 0.0682 & 0.0613 & 0.0500 \end{pmatrix}$$

$$\mu^{Ca} := \begin{pmatrix} 1.5 & 0.764 & 0.444 & 0.196 & 0.109 & 0.0497 & 0.0371 & 0.0318 & 0.0309 & 0.0304 & 0.0299 & 0.0289 & 0.0278 & 0.0254 \\ 1.78 & 0.994 & 0.646 & 0.363 & 0.255 & 0.168 & 0.138 & 0.112 & 0.0980 & 0.0886 & 0.0813 & 0.0712 & 0.0639 & 0.0519 \end{pmatrix}$$

$$\mu^{Cu} := \begin{pmatrix} 4.24 & 2.22 & 1.32 & 0.573 & 0.302 & 0.106 & 0.0597 & 0.0370 & 0.0318 & 0.0298 & 0.0286 & 0.0271 & 0.0258 & 0.0233 \\ 4.88 & 2.61 & 1.60 & 0.768 & 0.462 & 0.223 & 0.157 & 0.112 & 0.0942 & 0.0835 & 0.0762 & 0.0659 & 0.0590 & 0.0479 \end{pmatrix}$$

$$\mu^{Sn} := \begin{pmatrix} 9.96 & 6.64 & 4.19 & 2.18 & 1.25 & 0.442 & 0.209 & 0.0843 & 0.0530 & 0.0416 & 0.0353 & 0.0294 & 0.0264 & 0.0226 \\ 18.77 & 10.20 & 6.34 & 3.07 & 1.720 & 0.634 & 0.333 & 0.165 & 0.1163 & 0.0948 & 0.0811 & 0.0667 & 0.0578 & 0.0462 \end{pmatrix}$$

$$\mu^{Pb} := \begin{pmatrix} 11.78 & 6.54 & 4.08 & 1.908 & 2.28 & 1.154 & 0.629 & 0.259 & 0.1432 & 0.0951 & 0.0710 & 0.0481 & 0.0377 & 0.0271 \\ 13.8 & 7.71 & 4.87 & 2.37 & 5.78 & 2.07 & 1.014 & 0.406 & 0.233 & 0.1614 & 0.1249 & 0.0886 & 0.0708 & 0.0518 \end{pmatrix}$$

$$\mu^{pet} := \begin{pmatrix} 0.0295 & 0.0238 & 0.0225 & 0.0228 & 0.0243 & 0.0279 & 0.0303 & 0.0328 & 0.0337 & 0.0340 & 0.0337 & 0.0329 & 0.0319 & 0.0291 \\ 0.225 & 0.207 & 0.196 & 0.183 & 0.173 & 0.154 & 0.140 & 0.122 & 0.109 & 0.0994 & 0.0919 & 0.0807 & 0.0725 & 0.0591 \end{pmatrix}$$

$$\mu_{TLD_{i,j}} := \mu_{F_{i,j}} \cdot \frac{mF}{100} + \mu_{C_{i,j}} \cdot \frac{mC}{100} + \mu_{Ca_{i,j}} \cdot \frac{mCa}{100} + \mu_{S_{i,j}} \cdot \frac{mS}{100} + \mu_{O_{i,j}} \cdot \frac{mO}{100}$$

$$\phi_{\text{gama}} := 1 \quad [\gamma/\text{cm}^2 \text{ s}]$$

$$\text{int}_j := \left[ \frac{1}{\mu_{TLD_{1,j}}} - \frac{1}{\mu_{TLD_{1,j}}} \cdot e^{-(\mu_{TLD_{1,j}} \cdot \text{gramatura\_TLD})} \right]$$

**A energia depositada [MeV/ s]** é igual à integral [g/cm<sup>2</sup>] vezes o fluxo gama [gama/ s] vezes o coef de absorção de energia [cm<sup>2</sup>/g] e vezes a energia gama [MeV/gama]

-----  
 TLD N° 1 - sem filtro

$$E_{\text{abs\_TLD1}_j} := \phi_{\text{gama}} \cdot E_j \cdot \mu_{TLD_{0,j}} \cdot \text{int}_j \quad [\text{MeV/ s}]$$

-----  
 TLD N° 2 - filtro de polietileno

$$e_{\text{filtro2}} := 0.300 \quad [\text{g/cm}^2]$$

$$E_{\text{abs\_TLD2}_j} := \phi_{\text{gama}} \cdot e^{-(e_{\text{filtro2}} \cdot \mu_{\text{pet1},j})} \cdot (E_j \cdot \mu_{TLD_{0,j}}) \cdot \text{int}_j \quad [\text{MeV/ s}]$$

-----  
 TLD N° 3 - filtro de aluminio

$$e_{\text{filtro3}} := 0.15 \quad [\text{cm}]$$

$$\rho_{\text{Al}} := 2.7 \quad [\text{g/cm}^3]$$

$$E_{\text{abs\_TLD3}_j} := \phi_{\text{gama}} \cdot e^{-(e_{\text{filtro3}} \cdot \rho_{\text{Al}} \cdot \mu_{\text{Al1},j})} \cdot e^{-(e_{\text{filtro2}} \cdot \mu_{\text{pet1},j})} \cdot (E_j \cdot \mu_{TLD_{0,j}}) \cdot \text{int}_j \quad [\text{MeV/s}]$$

TLD N° 4 - filtro de cobre

$$e_{\text{filtro4\_Cu}} := 0.03 \quad [\text{cm}] \quad \rho_{\text{Cu}} := 8.93 \quad [\text{g/cm}^3]$$

$$E_{\text{abs\_TLD4}_j} := \phi_{\text{gama}} \cdot e^{-\left(e_{\text{filtro4\_Cu}} \cdot \rho_{\text{Cu}} \cdot \mu_{\text{Cu1},j}\right)} \cdot e^{-\left(e_{\text{filtro2}} \cdot \mu_{\text{pet1},j}\right)} \cdot \left(E_j \cdot \mu_{\text{TLD0},j}\right) \cdot \text{int}_j \quad [\text{MeV/ s}]$$

=====

TLD N° 5 - filtro de cobre

$$e_{\text{filtro5}} := 0.06 \quad [\text{cm}] \quad \rho_{\text{Cu}} := 8.93 \quad [\text{g/cm}^3]$$

$$E_{\text{abs\_TLD5}_j} := \phi_{\text{gama}} \cdot e^{-\left(e_{\text{filtro5}} \cdot \rho_{\text{Cu}} \cdot \mu_{\text{Cu1},j}\right)} \cdot e^{-\left(e_{\text{filtro2}} \cdot \mu_{\text{pet1},j}\right)} \cdot \left(E_j \cdot \mu_{\text{TLD0},j}\right) \cdot \text{int}_j \quad [\text{MeV/ s}]$$

=====

TLD N° 6 - filtro de estanho + chumbo

$$e_{\text{filtro6\_Sn}} := 0.04 \quad [\text{cm}] \quad \rho_{\text{Sn}} := 5.75 \quad [\text{g/cm}^3]$$

$$e_{\text{filtro6\_Pb}} := 0.04 \quad [\text{cm}] \quad \rho_{\text{Pb}} := 11.34 \quad [\text{g/cm}^3]$$

$$E_{\text{abs\_TLD6}_j} := \phi_{\text{gama}} \cdot e^{-\left(e_{\text{filtro6\_Sn}} \cdot \rho_{\text{Sn}} \cdot \mu_{\text{Sn1},j} + e_{\text{filtro6\_Pb}} \cdot \rho_{\text{Pb}} \cdot \mu_{\text{Pb1},j}\right)} \cdot e^{-\left(e_{\text{filtro2}} \cdot \mu_{\text{pet1},j}\right)} \cdot E_j \cdot \mu_{\text{TLD0},j} \cdot \text{int}_j \quad [\text{MeV/ s}]$$

=====

TLD N° 7 - filtro de chumbo

$$e_{\text{filtro7\_Pb}} := 0.05 \quad [\text{cm}] \quad \rho_{\text{Pb}} := 11.34 \quad [\text{g/cm}^3]$$

$$E_{\text{abs\_TLD7}_j} := \phi_{\text{gama}} \cdot e^{-\left(e_{\text{filtro7\_Pb}} \cdot \rho_{\text{Pb}} \cdot \mu_{\text{Pb1},j}\right)} \cdot e^{-\left(e_{\text{filtro2}} \cdot \mu_{\text{pet1},j}\right)} \cdot \left(E_j \cdot \mu_{\text{TLD0},j}\right) \cdot \text{int}_j \quad [\text{MeV/ s}]$$

## ANEXO 3 : Cálculo da energia depositada por elétrons em um meio multielementos realizado pelo programa EDMULT.

### ENERGY DEPOSITION OF ELECTRONS IN A MULTILAYER SLAB ABSORBER

INCIDENT ENERGY = 1.300E+00 MEV

LAYER	Z	A	THICKNESS (g/cm <sup>2</sup> )
1	13.0000	26.9800	4.050E-02
2	9.9960	20.5050	6.880E-02
3	9.9960	20.5050	INFINITE

DEPTH (g/cm <sup>2</sup> )	ENERGY DEPOSITION	
	DIFFERENTIAL (MeV g/cm <sup>2</sup> )	INTEGRAL (MeV)

----- THE 1ST LAYER -----

0.000E+00	1.37E+00	0.00E+00
2.000E-03	1.49E+00	2.90E-03
4.000E-03	1.53E+00	5.92E-03
6.000E-03	1.57E+00	9.02E-03
8.000E-03	1.60E+00	1.22E-02
1.000E-02	1.63E+00	1.54E-02
1.200E-02	1.66E+00	1.87E-02
1.400E-02	1.68E+00	2.21E-02
1.600E-02	1.71E+00	2.55E-02
1.800E-02	1.73E+00	2.89E-02
2.000E-02	1.76E+00	3.24E-02
2.200E-02	1.78E+00	3.59E-02
2.400E-02	1.80E+00	3.95E-02
2.600E-02	1.82E+00	4.31E-02
2.800E-02	1.84E+00	4.68E-02
3.000E-02	1.86E+00	5.05E-02
3.200E-02	1.88E+00	5.42E-02
3.400E-02	1.90E+00	5.80E-02
3.600E-02	1.93E+00	6.19E-02
3.800E-02	1.95E+00	6.57E-02
4.000E-02	1.97E+00	6.96E-02
4.050E-02	1.97E+00	7.06E-02

----- THE 2ND LAYER -----

4.050E-02	1.95E+00	7.06E-02
4.200E-02	1.96E+00	7.36E-02
4.400E-02	1.98E+00	7.75E-02
4.600E-02	1.99E+00	8.15E-02
4.800E-02	2.01E+00	8.55E-02

5.000E-02	2.02E+00	8.95E-02
5.200E-02	2.04E+00	9.36E-02
5.400E-02	2.05E+00	9.76E-02
5.600E-02	2.07E+00	1.02E-01
5.800E-02	2.09E+00	1.06E-01
6.000E-02	2.10E+00	1.10E-01
6.200E-02	2.12E+00	1.14E-01
6.400E-02	2.13E+00	1.19E-01
6.600E-02	2.15E+00	1.23E-01
6.800E-02	2.16E+00	1.27E-01
7.000E-02	2.18E+00	1.32E-01
7.200E-02	2.19E+00	1.36E-01
7.400E-02	2.21E+00	1.40E-01
7.600E-02	2.22E+00	1.45E-01
7.800E-02	2.24E+00	1.49E-01
8.000E-02	2.26E+00	1.54E-01
8.200E-02	2.27E+00	1.58E-01
8.400E-02	2.29E+00	1.63E-01
8.600E-02	2.30E+00	1.67E-01
8.800E-02	2.32E+00	1.72E-01
9.000E-02	2.33E+00	1.77E-01
9.200E-02	2.35E+00	1.81E-01
9.400E-02	2.36E+00	1.86E-01
9.600E-02	2.37E+00	1.91E-01
9.800E-02	2.39E+00	1.95E-01
1.000E-01	2.40E+00	2.00E-01
1.020E-01	2.42E+00	2.05E-01
1.040E-01	2.43E+00	2.10E-01
1.060E-01	2.45E+00	2.15E-01
1.080E-01	2.46E+00	2.20E-01
1.093E-01	2.47E+00	2.23E-01

----- THE 3RD LAYER -----

1.093E-01	2.45E+00	2.23E-01
1.100E-01	2.45E+00	2.25E-01
1.120E-01	2.46E+00	2.30E-01
1.140E-01	2.48E+00	2.35E-01
1.160E-01	2.49E+00	2.39E-01
1.180E-01	2.50E+00	2.44E-01
1.200E-01	2.52E+00	2.50E-01
1.220E-01	2.53E+00	2.55E-01
1.240E-01	2.54E+00	2.60E-01
1.260E-01	2.56E+00	2.65E-01
1.280E-01	2.57E+00	2.70E-01
1.300E-01	2.58E+00	2.75E-01
1.320E-01	2.59E+00	2.80E-01
1.340E-01	2.61E+00	2.85E-01
1.360E-01	2.62E+00	2.91E-01

1.380E-01	2.63E+00	2.96E-01
1.400E-01	2.64E+00	3.01E-01
1.420E-01	2.65E+00	3.06E-01
1.440E-01	2.66E+00	3.12E-01
1.460E-01	2.67E+00	3.17E-01
1.480E-01	2.69E+00	3.22E-01
1.500E-01	2.70E+00	3.28E-01
1.520E-01	2.71E+00	3.33E-01
1.540E-01	2.72E+00	3.39E-01
1.560E-01	2.73E+00	3.44E-01
1.580E-01	2.74E+00	3.50E-01
1.600E-01	2.75E+00	3.55E-01
1.620E-01	2.76E+00	3.61E-01
1.640E-01	2.77E+00	3.66E-01
1.660E-01	2.77E+00	3.72E-01
1.680E-01	2.78E+00	3.77E-01
1.700E-01	2.79E+00	3.83E-01
1.720E-01	2.80E+00	3.88E-01
1.740E-01	2.81E+00	3.94E-01
1.760E-01	2.82E+00	4.00E-01
1.780E-01	2.82E+00	4.05E-01
1.800E-01	2.83E+00	4.11E-01
1.820E-01	2.84E+00	4.17E-01
1.840E-01	2.84E+00	4.22E-01
1.860E-01	2.85E+00	4.28E-01
1.880E-01	2.86E+00	4.34E-01
1.900E-01	2.86E+00	4.39E-01
1.920E-01	2.87E+00	4.45E-01
1.940E-01	2.87E+00	4.51E-01
1.960E-01	2.88E+00	4.57E-01
1.980E-01	2.88E+00	4.62E-01
2.000E-01	2.89E+00	4.68E-01
2.020E-01	2.89E+00	4.74E-01
2.040E-01	2.90E+00	4.80E-01
2.060E-01	2.90E+00	4.85E-01
2.080E-01	2.90E+00	4.91E-01
2.100E-01	2.91E+00	4.97E-01
2.120E-01	2.91E+00	5.03E-01
2.140E-01	2.91E+00	5.09E-01
2.160E-01	2.92E+00	5.15E-01
2.180E-01	2.92E+00	5.20E-01
2.200E-01	2.92E+00	5.26E-01
2.220E-01	2.92E+00	5.32E-01
2.240E-01	2.92E+00	5.38E-01
2.260E-01	2.92E+00	5.44E-01
2.280E-01	2.92E+00	5.50E-01

2.300E-01	2.92E+00	5.55E-01
2.320E-01	2.92E+00	5.61E-01
2.340E-01	2.92E+00	5.67E-01
2.360E-01	2.92E+00	5.73E-01
2.380E-01	2.92E+00	5.79E-01
2.400E-01	2.92E+00	5.85E-01
2.420E-01	2.92E+00	5.90E-01
2.440E-01	2.92E+00	5.96E-01
2.460E-01	2.91E+00	6.02E-01
2.480E-01	2.91E+00	6.08E-01
2.500E-01	2.91E+00	6.14E-01
2.520E-01	2.91E+00	6.20E-01
2.540E-01	2.90E+00	6.25E-01
2.560E-01	2.90E+00	6.31E-01
2.580E-01	2.89E+00	6.37E-01
2.600E-01	2.89E+00	6.43E-01
2.620E-01	2.89E+00	6.49E-01
2.640E-01	2.88E+00	6.54E-01
2.660E-01	2.88E+00	6.60E-01
2.680E-01	2.87E+00	6.66E-01
2.700E-01	2.86E+00	6.72E-01
2.720E-01	2.86E+00	6.77E-01
2.740E-01	2.85E+00	6.83E-01
2.760E-01	2.84E+00	6.89E-01
2.780E-01	2.84E+00	6.94E-01
2.800E-01	2.83E+00	7.00E-01
2.820E-01	2.82E+00	7.06E-01
2.840E-01	2.81E+00	7.11E-01
2.860E-01	2.81E+00	7.17E-01
2.880E-01	2.80E+00	7.23E-01
2.900E-01	2.79E+00	7.28E-01
2.920E-01	2.78E+00	7.34E-01
2.940E-01	2.77E+00	7.39E-01
2.960E-01	2.76E+00	7.45E-01
2.980E-01	2.75E+00	7.50E-01
3.000E-01	2.74E+00	7.56E-01
3.020E-01	2.73E+00	7.61E-01
3.040E-01	2.72E+00	7.67E-01
3.060E-01	2.71E+00	7.72E-01
3.080E-01	2.70E+00	7.78E-01
3.100E-01	2.69E+00	7.83E-01
3.120E-01	2.67E+00	7.88E-01
3.140E-01	2.66E+00	7.94E-01
3.160E-01	2.65E+00	7.99E-01
3.180E-01	2.64E+00	8.04E-01
3.200E-01	2.62E+00	8.09E-01
3.220E-01	2.61E+00	8.15E-01

---

3.240E-01	2.60E+00	8.20E-01
3.260E-01	2.58E+00	8.25E-01
3.280E-01	2.57E+00	8.30E-01
3.300E-01	2.56E+00	8.35E-01
3.320E-01	2.54E+00	8.40E-01
3.340E-01	2.53E+00	8.46E-01
3.360E-01	2.51E+00	8.51E-01
3.380E-01	2.50E+00	8.56E-01
3.400E-01	2.48E+00	8.61E-01
3.420E-01	2.47E+00	8.66E-01
3.440E-01	2.45E+00	8.70E-01
3.460E-01	2.44E+00	8.75E-01
3.480E-01	2.42E+00	8.80E-01
3.500E-01	2.41E+00	8.85E-01
3.520E-01	2.39E+00	8.90E-01
3.540E-01	2.37E+00	8.95E-01
3.560E-01	2.36E+00	8.99E-01
3.580E-01	2.34E+00	9.04E-01
3.600E-01	2.32E+00	9.09E-01
3.620E-01	2.31E+00	9.13E-01
3.640E-01	2.29E+00	9.18E-01
3.660E-01	2.27E+00	9.22E-01
3.680E-01	2.26E+00	9.27E-01
3.700E-01	2.24E+00	9.32E-01
3.720E-01	2.22E+00	9.36E-01
3.740E-01	2.20E+00	9.40E-01
3.760E-01	2.18E+00	9.45E-01
3.780E-01	2.17E+00	9.49E-01
3.800E-01	2.15E+00	9.53E-01
3.820E-01	2.13E+00	9.58E-01
3.840E-01	2.11E+00	9.62E-01
3.860E-01	2.09E+00	9.66E-01
3.880E-01	2.07E+00	9.70E-01
3.900E-01	2.06E+00	9.74E-01
3.920E-01	2.04E+00	9.79E-01
3.940E-01	2.02E+00	9.83E-01
3.960E-01	2.00E+00	9.87E-01
3.980E-01	1.98E+00	9.91E-01
4.000E-01	1.96E+00	9.95E-01
4.020E-01	1.94E+00	9.98E-01
4.040E-01	1.92E+00	1.00E+00
4.060E-01	1.90E+00	1.01E+00
4.080E-01	1.89E+00	1.01E+00
4.100E-01	1.87E+00	1.01E+00
4.120E-01	1.85E+00	1.02E+00
4.140E-01	1.83E+00	1.02E+00
4.160E-01	1.81E+00	1.02E+00

4.180E-01	1.79E+00	1.03E+00
4.200E-01	1.77E+00	1.03E+00
4.220E-01	1.75E+00	1.04E+00
4.240E-01	1.73E+00	1.04E+00
4.260E-01	1.71E+00	1.04E+00
4.280E-01	1.69E+00	1.05E+00
4.300E-01	1.67E+00	1.05E+00
4.320E-01	1.65E+00	1.05E+00
4.340E-01	1.63E+00	1.06E+00
4.360E-01	1.61E+00	1.06E+00
4.380E-01	1.59E+00	1.06E+00
4.400E-01	1.58E+00	1.07E+00
4.420E-01	1.56E+00	1.07E+00
4.440E-01	1.54E+00	1.07E+00
4.460E-01	1.52E+00	1.07E+00
4.480E-01	1.50E+00	1.08E+00
4.500E-01	1.48E+00	1.08E+00
4.520E-01	1.46E+00	1.08E+00
4.540E-01	1.44E+00	1.09E+00
4.560E-01	1.42E+00	1.09E+00
4.580E-01	1.40E+00	1.09E+00
4.600E-01	1.38E+00	1.09E+00
4.620E-01	1.37E+00	1.10E+00
4.640E-01	1.35E+00	1.10E+00
4.660E-01	1.33E+00	1.10E+00
4.680E-01	1.31E+00	1.11E+00
4.700E-01	1.29E+00	1.11E+00
4.720E-01	1.27E+00	1.11E+00
4.740E-01	1.26E+00	1.11E+00
4.760E-01	1.24E+00	1.12E+00
4.780E-01	1.22E+00	1.12E+00
4.800E-01	1.20E+00	1.12E+00
4.820E-01	1.18E+00	1.12E+00
4.840E-01	1.17E+00	1.13E+00
4.860E-01	1.15E+00	1.13E+00
4.880E-01	1.13E+00	1.13E+00
4.900E-01	1.11E+00	1.13E+00
4.920E-01	1.10E+00	1.13E+00
4.940E-01	1.08E+00	1.14E+00
4.960E-01	1.06E+00	1.14E+00
4.980E-01	1.04E+00	1.14E+00
5.000E-01	1.03E+00	1.14E+00
5.020E-01	1.01E+00	1.15E+00
5.040E-01	9.95E-01	1.15E+00
5.060E-01	9.79E-01	1.15E+00
5.080E-01	9.62E-01	1.15E+00

5.100E-01	9,46E-01	1,15E+00
5.120E-01	9,30E-01	1,15E+00
5.140E-01	9,15E-01	1,16E+00
5.160E-01	8,99E-01	1,16E+00
5.180E-01	8,83E-01	1,16E+00
5.200E-01	8,68E-01	1,16E+00
5.220E-01	8,53E-01	1,16E+00
5.240E-01	8,38E-01	1,17E+00
5.260E-01	8,23E-01	1,17E+00
5.280E-01	8,08E-01	1,17E+00
5.300E-01	7,93E-01	1,17E+00
5.320E-01	7,79E-01	1,17E+00
5.340E-01	7,65E-01	1,17E+00
5.360E-01	7,51E-01	1,17E+00
5.380E-01	7,37E-01	1,18E+00
5.400E-01	7,23E-01	1,18E+00
5.420E-01	7,09E-01	1,18E+00
5.440E-01	6,96E-01	1,18E+00
5.460E-01	6,82E-01	1,18E+00
5.480E-01	6,69E-01	1,18E+00
5.500E-01	6,56E-01	1,18E+00
5.520E-01	6,43E-01	1,19E+00
5.540E-01	6,30E-01	1,19E+00
5.560E-01	6,18E-01	1,19E+00
5.580E-01	6,05E-01	1,19E+00
5.600E-01	5,93E-01	1,19E+00
5.620E-01	5,81E-01	1,19E+00
5.640E-01	5,69E-01	1,19E+00
5.660E-01	5,58E-01	1,19E+00
5.680E-01	5,46E-01	1,20E+00
5.700E-01	5,35E-01	1,20E+00
5.720E-01	5,23E-01	1,20E+00
5.740E-01	5,12E-01	1,20E+00
5.760E-01	5,01E-01	1,20E+00
5.780E-01	4,90E-01	1,20E+00
5.800E-01	4,80E-01	1,20E+00
5.820E-01	4,69E-01	1,20E+00
5.840E-01	4,59E-01	1,20E+00
5.860E-01	4,49E-01	1,20E+00
5.880E-01	4,39E-01	1,21E+00
5.900E-01	4,29E-01	1,21E+00
5.920E-01	4,20E-01	1,21E+00
5.940E-01	4,10E-01	1,21E+00
5.960E-01	4,01E-01	1,21E+00
5.980E-01	3,92E-01	1,21E+00
6.000E-01	3,83E-01	1,21E+00
6.020E-01	3,74E-01	1,21E+00

---

6.040E-01	3.65E-01	1.21E+00
6.060E-01	3.56E-01	1.21E+00
6.080E-01	3.48E-01	1.21E+00
6.100E-01	3.40E-01	1.21E+00
6.120E-01	3.31E-01	1.21E+00
6.140E-01	3.24E-01	1.22E+00
6.160E-01	3.16E-01	1.22E+00
6.180E-01	3.08E-01	1.22E+00
6.200E-01	3.00E-01	1.22E+00
6.220E-01	2.93E-01	1.22E+00
6.240E-01	2.86E-01	1.22E+00
6.260E-01	2.79E-01	1.22E+00
6.280E-01	2.72E-01	1.22E+00
6.300E-01	2.65E-01	1.22E+00
6.320E-01	2.58E-01	1.22E+00
6.340E-01	2.51E-01	1.22E+00
6.360E-01	2.45E-01	1.22E+00
6.380E-01	2.39E-01	1.22E+00
6.400E-01	2.32E-01	1.22E+00
6.420E-01	2.26E-01	1.22E+00
6.440E-01	2.20E-01	1.22E+00
6.460E-01	2.14E-01	1.22E+00
6.480E-01	2.09E-01	1.22E+00
6.500E-01	2.03E-01	1.22E+00
6.520E-01	1.98E-01	1.22E+00
6.540E-01	1.92E-01	1.23E+00
6.560E-01	1.87E-01	1.23E+00
6.580E-01	1.82E-01	1.23E+00
6.600E-01	1.77E-01	1.23E+00
6.620E-01	1.72E-01	1.23E+00
6.640E-01	1.67E-01	1.23E+00
6.660E-01	1.63E-01	1.23E+00
6.680E-01	1.58E-01	1.23E+00
6.700E-01	1.53E-01	1.23E+00
6.720E-01	1.49E-01	1.23E+00
6.740E-01	1.45E-01	1.23E+00
6.760E-01	1.41E-01	1.23E+00
6.780E-01	1.37E-01	1.23E+00
6.800E-01	1.33E-01	1.23E+00
6.820E-01	1.29E-01	1.23E+00
6.840E-01	1.25E-01	1.23E+00
6.860E-01	1.21E-01	1.23E+00
6.880E-01	1.18E-01	1.23E+00
6.900E-01	1.14E-01	1.23E+00
6.920E-01	1.11E-01	1.23E+00
6.940E-01	1.07E-01	1.23E+00
6.960E-01	1.04E-01	1.23E+00

6.980E-01	1.01E-01	1.23E+00
7.000E-01	9.78E-02	1.23E+00
7.020E-01	9.48E-02	1.23E+00
7.040E-01	9.18E-02	1.23E+00
7.060E-01	8.90E-02	1.23E+00
7.080E-01	8.62E-02	1.23E+00
7.100E-01	8.35E-02	1.23E+00
7.120E-01	8.08E-02	1.23E+00
7.140E-01	7.83E-02	1.23E+00
7.160E-01	7.58E-02	1.23E+00
7.180E-01	7.33E-02	1.23E+00
7.200E-01	7.10E-02	1.23E+00
7.220E-01	6.86E-02	1.23E+00
7.240E-01	6.64E-02	1.23E+00
7.260E-01	6.42E-02	1.23E+00
7.280E-01	6.21E-02	1.23E+00
7.300E-01	6.01E-02	1.23E+00
7.320E-01	5.81E-02	1.23E+00
7.340E-01	5.61E-02	1.23E+00
7.360E-01	5.42E-02	1.23E+00
7.380E-01	5.24E-02	1.23E+00
7.400E-01	5.06E-02	1.23E+00
7.420E-01	4.89E-02	1.23E+00
7.440E-01	4.72E-02	1.23E+00
7.460E-01	4.56E-02	1.24E+00
7.480E-01	4.40E-02	1.24E+00
7.500E-01	4.25E-02	1.24E+00
7.520E-01	4.10E-02	1.24E+00
7.540E-01	3.96E-02	1.24E+00
7.560E-01	3.82E-02	1.24E+00
7.580E-01	3.68E-02	1.24E+00
7.600E-01	3.55E-02	1.24E+00
7.620E-01	3.43E-02	1.24E+00
7.640E-01	3.30E-02	1.24E+00
7.660E-01	3.18E-02	1.24E+00
7.680E-01	3.07E-02	1.24E+00
7.700E-01	2.96E-02	1.24E+00
7.720E-01	2.85E-02	1.24E+00
7.740E-01	2.74E-02	1.24E+00
7.760E-01	2.64E-02	1.24E+00
7.780E-01	2.55E-02	1.24E+00
7.800E-01	2.45E-02	1.24E+00
7.820E-01	2.36E-02	1.24E+00
7.840E-01	2.27E-02	1.24E+00
7.860E-01	2.18E-02	1.24E+00
7.880E-01	2.10E-02	1.24E+00

7.900E-01	2.02E-02	1.24E+00
7.920E-01	1.94E-02	1.24E+00
7.940E-01	1.87E-02	1.24E+00
7.960E-01	1.80E-02	1.24E+00
7.980E-01	1.73E-02	1.24E+00
8.000E-01	1.66E-02	1.24E+00
8.020E-01	1.60E-02	1.24E+00
8.040E-01	1.53E-02	1.24E+00
8.060E-01	1.47E-02	1.24E+00
8.080E-01	1.41E-02	1.24E+00
8.100E-01	1.36E-02	1.24E+00
8.120E-01	1.30E-02	1.24E+00
8.140E-01	1.25E-02	1.24E+00
8.160E-01	1.20E-02	1.24E+00
8.180E-01	1.15E-02	1.24E+00
8.200E-01	1.11E-02	1.24E+00
8.220E-01	1.06E-02	1.24E+00
8.240E-01	1.02E-02	1.24E+00
8.260E-01	9.75E-03	1.24E+00
8.280E-01	9.35E-03	1.24E+00
8.300E-01	8.96E-03	1.24E+00
8.320E-01	8.59E-03	1.24E+00
8.340E-01	8.23E-03	1.24E+00
8.360E-01	7.89E-03	1.24E+00
8.380E-01	7.55E-03	1.24E+00
8.400E-01	7.23E-03	1.24E+00
8.420E-01	6.93E-03	1.24E+00
8.440E-01	6.63E-03	1.24E+00
8.460E-01	6.35E-03	1.24E+00

Stop - Program terminated.

**ANEXO 4 : ESPECTROS DA RADIAÇÃO BETA**

E/Emax em função do número de betas por desintegração por unidade de intervalo de E/Emax <sup>(11)</sup>.

E/Emax	<sup>204</sup> Tl (0,763 MeV)	<sup>147</sup> Pm (0,225 MeV)	<sup>90</sup> Sr / <sup>90</sup> Y (2,281 MeV)
0,000	2,191	2,474	0,756
0,025	2,170	2,464	0,843
0,050	2,075	2,369	0,938
0,075	1,994	2,278	1,025
0,100	1,918	2,190	1,102
0,125	1,846	2,103	1,172
0,150	1,776	2,017	1,232
0,175	1,707	1,931	1,284
0,200	1,640	1,845	1,329
0,225	1,575	1,760	1,365
0,250	1,511	1,676	1,395
0,275	1,448	1,591	1,430
0,300	1,387	1,508	1,439
0,325	1,327	1,425	1,443
0,350	1,269	1,343	1,442
0,375	1,212	1,262	1,437
0,400	1,156	1,182	1,428
0,425	1,101	1,103	1,414
0,450	1,047	1,025	1,397
0,475	0,993	0,949	1,376
0,500	0,940	0,874	1,350
0,525	0,887	0,801	1,319
0,550	0,834	0,730	1,284
0,575	0,780	0,661	1,243
0,600	0,727	0,595	1,196
0,625	0,672	0,531	1,144
0,650	0,618	0,469	1,084
0,675	0,562	0,411	1,018
0,700	0,507	0,355	0,945
0,725	0,451	0,303	0,866
0,750	0,394	0,254	0,780
0,775	0,339	0,209	0,689
0,800	0,284	0,167	0,594
0,825	0,228	0,130	0,496
0,850	0,178	0,097	0,397
0,875	0,132	0,068	0,300
0,900	0,089	0,044	0,209
0,925	0,054	0,025	0,128
0,950	0,025	0,011	0,062
0,975	0,007	0,003	0,017
1,000	0,000	0,000	0,000

## ANEXO 5 : PROGRAMA FONTE NA LINGUAGEM MS-VISUALBASIC 4.0 PARA CÁLCULO DE Hp(10) E Hp(0,07)

### Private Sub Form\_DbIcIick()

```
Text1.Text = ""
Text2.Text = ""
Text3.Text = ""
Text4.Text = ""
Text5.Text = ""
Text6.Text = ""
Text7.Text = ""
Text8.Text = ""
Text9.Text = ""
```

```
Text10.Text = 0.051
Text11.Text = 0.2137
Text10.Refresh
```

### End Sub

### Private Sub Command2\_Click()

```
Dim rel, l1, l2, l3, l4, l5, l1b, l2b, l3b, eefet, effener, effenertecido, _
effenercs137, FCg, FCb, dosegamma, dosebeta, efftld4 As Double
```

```
FCg = Text10.Text ' 0.051!
FCb = Text11.Text '0.2137!
```

```
l1 = Val(text1.Text)
l2 = Val(Text2.Text)
l3 = Val(Text3.Text)
l4 = Val(Text4.Text)
l5 = Val(Text5.Text)
```

```
rel = ((l4 + l5) / (l4 - l5))
```

```
eefet = -0.00000000279 * rel ^ 4 + 0.00000106 * rel ^ 3 - 0.0000638 * rel ^ 2 +
0.00439 * rel + 0.03826
```

If eefet > 0.14 Then

$$\text{effener} = 0.0014997 + 0.00166791 * \text{eefet} - 0.00227 * \text{eefet}^2 + 0.00104 * \text{eefet}^3 - 0.00015038 * \text{eefet}^4$$

Else

$$\text{effener} = 0.00156 + (0.00023 * 2 / 3.1416) * (0.04672 / (4 * (\text{eefet} - 0.04411)^2 + 0.04672^2))$$

End If

$$\text{effenercs137} = 0.00381 + 0.0044 * 0.66 - 0.00604 * 0.66^2 + 0.00285 * 0.66^3 - 0.000435609 * 0.66^4$$

$$\text{efftld4} = \text{effener} / \text{effenercs137}$$

$$\text{dosegama} = 14 * \text{FCg} * \text{efftld4}$$

Text6.Text = Format(dosegama, "###0.####")

Text7.Text = Format(eefet, "###0.###")

$$l1b = (9.35152 + 32.46678 * \text{Exp}(-(\text{eefet} + 0.01081) / 0.19377)) * \text{dosegama}$$

$$l2b = (9.3514 + 32.38903 * \text{Exp}(-(\text{eefet} + 0.01084) / 0.19392)) * \text{dosegama}$$

$$l3b = (9.30493 + 32.1873 * \text{Exp}(-(\text{eefet} + 0.01086) / 0.19116)) * \text{dosegama}$$

### 'calcula dose beta

$$l1 = l1 - l1b$$

$$l2 = l2 - l2b$$

$$l3 = l3 - l3b$$

If (l3 > l2) And (l3 > l1) Then

$$\text{eefet} = -0.6943 + 0.2867 * (l3 / \text{Abs}(l2 - l1)) - 0.0047 * (l3 / \text{Abs}(l2 - l1))^2$$

Else

$$\text{eefet} = 0.1341 + 0.7822 * ((l2 + l3) / l1) - 1.2887 * ((l2 + l3) / l1)^2 + 1.1586 * ((l2 + l3) / l1)^3 - 0.4766 * ((l2 + l3) / l1)^4 + 0.0739 * ((l2 + l3) / l1)^5$$

End If

If eefet > 0.5 Then

$$\text{effener} = 0.03434 + (2 * 1.1314 / 3.1416) * (0.53064 / (4 * (\text{eefet} - 0.1109)^2 + 0.53064^2))$$

Else

$$\text{effener} = 0.10876 + 0.040935 / ((\text{eefet} - 0.24913)^2 + 0.45688^2)$$

End If

$$\text{effenertecido} = 0.01429 + 0.002378 / ((\text{eefet} - 0.05892)^2 + 0.09819^2)$$

$$\text{dosebeta} = I1 * \text{FCb} * \text{effenertecido} / \text{effener}$$

Text8.Text = Format(dosebeta, "###0.####")

Text9.Text = Format(eefet, "###0.###")

**End Sub**

**ANEXO 6 : VALORES DAS LEITURAS OBTIDAS NA IRRADIAÇÃO EM CAMPO MISTO, BETA-GAMA.**

Hp(10) [mSv]	E <sub>γ</sub> efet [MeV]	Hp(0.07) [mSv]	E <sub>β</sub> efet [mSv]	L1 [nC]	L2 [nC]	L3 [nC]	L4 [nC]	L5 [nC]
1	1.25	1	0.77	64.2	76.7	79.9	21.2	20.9
1	1.25	50	0.77	2775.6	3406.4	3568.1	21.8	21.2
50	1.25	1	0.77	524.8	537.3	538.0	1145.1	1128.7
50	1.25	50	0.77	3236.2	3867.0	4026.2	1145.1	1128.7
1	0.66	1	0.77	63.4	75.9	79.1	20.3	19.9
1	0.66	50	0.77	2774.8	3405.7	3567.4	20.8	19.5
50	0.66	1	0.77	486.9	499.4	498.3	966.6	948.0
50	0.66	50	0.77	3198.2	3829.1	3986.6	965.5	948.8
1	0.06	1	0.77	86.7	99.1	102.0	9.0	5.9
1	0.06	50	0.77	2798.0	3428.9	3590.3	8.7	5.7
50	0.06	1	0.77	1648.8	1658.8	1646.6	499.1	325.5
50	0.06	50	0.77	4360.2	4988.5	5134.9	499.7	324.5
1	1.25	1	0.225	27.8	12.0	9.4	21.2	20.9
1	1.25	50	0.225	926.9	141.1	14.1	21.5	21.2
50	1.25	1	0.225	488.4	472.6	467.5	1144.0	1127.5
50	1.25	50	0.225	1387.5	601.7	472.2	1145.1	1128.7
1	0.66	1	0.225	27.0	11.3	8.7	20.3	19.9
1	0.66	50	0.225	926.2	140.4	13.3	21.1	19.5
50	0.66	1	0.225	450.4	434.7	427.9	966.5	948.5
50	0.66	50	0.225	1349.6	563.8	432.5	966.6	948.0
1	0.06	1	0.225	50.2	34.5	31.6	9.0	5.8
1	0.06	50	0.225	949.4	163.6	36.2	8.8	5.9
50	0.06	1	0.225	1612.4	1594.1	1576.2	499.1	325.5
50	0.06	50	0.225	2511.5	1723.2	1580.8	499.7	325.4
1	1.25	1	0.154	21.0	9.6	9.4	21.2	20.9
1	1.25	50	0.154	1162.3	16.6	0.8	0.0	0.0
50	1.25	1	0.154	481.6	470.2	467.5	1145.1	1128.7
50	1.25	50	0.154	1051.2	478.3	467.9	1144.8	1129.2
1	0.66	1	0.154	20.3	8.8	8.6	20.3	19.9
1	0.66	50	0.154	589.8	16.9	9.0	20.4	20.2
50	0.66	1	0.154	443.7	432.2	427.8	966.6	948.7
50	0.66	50	0.154	1013.2	440.4	428.2	966.9	948.0
1	0.06	1	0.154	43.5	32.0	31.5	8.8	5.9
1	0.06	50	0.154	613.0	40.1	31.9	9.0	6.1
50	0.06	1	0.154	1605.6	1591.6	1576.1	500.2	326.1
50	0.06	50	0.154	2175.2	1599.7	1576.5	499.7	325.5