

ATTENTION MICROFICHE USER,

The original document from which this microfiche was made was found to contain some imperfections that reduce full comprehension or some of the text despite the good technical quality of the microfiche itself. The failures may be:

- missing or illegible pages/figures;
- wrong pagination;
- poor overall printing quality, etc...

We normally refuse to microfiche such a document and request a replacement document (or page) from the national INIS Centre concerned. However, our experience shows that many months pass before such documents are replaced. Sometimes the Centre is not able to supply a better copy or, in some cases, the pages that were supposed to be missing correspond to a wrong pagination only. We feel that it is better to proceed with distributing the microfiche made of these documents than to withhold them till the imperfections are removed. If the removals are subsequently made then replacement microfiche can be issued. In line with this approach then, our specific practice for microfiching such documents is as follows:

1. A microfiche of an imperfect document will be marked with a special symbol (black circle) on the left of the title. This symbol will appear on all masters and copies of the document (1st fiche and trailer fiches) even if the imperfection is on one fiche of the report only.
2. If the incorrectnesses are not too general the reason will be specified on a sheet such as this, in the space below.
3. The microfiche will be considered as temporary, but sold at the normal price. Replacements, if they can be issued, will be available for purchase at the regular price.
4. A new document will be requested from the supplying Centre.
5. If the Centre can supply the necessary pages/document a new master fiche will be made to permit production of any replacement microfiche that may be required.

The original document from which this microfiche has been prepared has these imperfections:

- missing pages/figures numbered: 32
- wrong pagination
- poor overall printing quality
- combinations of the above
- other

INIS Clearinghouse
I.A.E.A.
P.O. Box 100
A-1400, VIENNA
AUSTRIA

1209127154

115-BR-2648

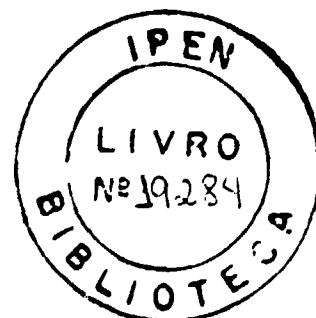
INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES
AUTARQUIA ASSOCIADA À UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

**DETERMINAÇÃO DE FUNÇÕES DE DISTRIBUIÇÃO DE ENERGIA PARA
MICRODOSIMETRIA DE FÓTONS E NÉUTRONS**

ALBERTO SABURO TODO

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

Orientador: Dr. Gian-Maria A. A. Sordi



SÃO PAULO
1989

À TICIANE

AO FELIPE

AO FÁBIO

À SATIE

AGRADECIMENTOS

Ao Dr.J.E.Turner , do Oak Ridge National Laboratory, pela iniciação e ensinamentos recebidos para a efetivação deste trabalho, além da grande amizade.

Ao Dr.Gian-Maria A.A.Sordi pela orientação.

Aos Dr.R.N.Hamm, Dr.H.A.Wright, Mr.V.E.Anderson e Mr. M.M. Chiles pelos esclarecimentos e colaboração.

Ao Dr.Laércio Antonio Vinhas, Diretor de Segurança Nuclear do Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares pelo grande incentivo e apoio recebido para a realização deste trabalho.

Ao Dr.Roberto Fulfaro pelo constante incentivo e apoio.

À Srta.Ana Claudia Peres, ao Sr.Fábio F.Suzuki e ao Francisco L.Biazini Filho, pela colaboração, paciência e sugestões na digitação deste trabalho.

À Srta.Maria Aoki pela paciência e colaboração na confecção das tabelas.

Ao amigo Demerval L.Rodrigues pelos desenhos.

À Sra.Dolores B.Pisani pela paciência e colaboração na organização das referências bibliográficas.

Ao Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares,na pessoa de seu Superintendente, Dr.Claudio Rodrigues, pela oportunidade da realização deste trabalho.

Aos colegas que de diferentes maneiras contribuíram para a execução deste trabalho.

Alberto Saburo Todo.

**DETERMINAÇÃO DE FUNÇÕES DE DISTRIBUIÇÃO DE ENERGIA PARA
MICRODOSIMETRIA DE FOTONS E NEUTRONS**

Alberto Saburo Todo

R E S U M O

O presente trabalho foi desenvolvido para fornecer dados físicos fundamentais para uso em microdosimetria de fótons de alta energia e também para a radiação neutrônica presente em campos mistos.

No Capítulo 1, são apresentados uma revisão das fontes de radiação de interesse para o presente estudo e os trabalhos existentes.

No Capítulo 2, está descrito o formalismo para determinar a distribuição de energias iniciais dos elétrons produzidos diretamente da interação de fótons na água com energias até 1 GeV. Neste capítulo apresenta-se, também o código de computador PHOEL-3 utilizado nos cálculos. Este código trata explicitamente da produção de pares, dos tripletos, do espalhamento Compton, da absorção fotoelétrica e da emissão dos elétrons Auger resultantes da vacância originada na camada K do oxigênio. Os resultados apresentados em forma tabular fornecem diretamente as informações necessárias para determinar o querna de primeira colisão na água, que representa o tecido humano, para cada

energia do fóton. Os resultados para espectro de energia contínuo dos fótons podem ser obtidos efetuando-se a interpolação linear dos valores apresentados. São discutidos as condições em que o querma de primeira colisão aproxima-se da dose absorvida. Apresenta-se, também, um formalismo para estimar a perda de energia por radiação de frenamento, "bremsstrahlung", que na proteção radiológica prática é uma das principais fontes de diferença entre querma e dose absorvida.

No Capítulo 3 é apresentado um estudo para determinar grandezas microdosimétricas como a distribuição da dose absorvida, $D(L)$, em função da transferência linear de energia, TLE, utilizando um detetor proporcional cilíndrico que fornece o espectro da altura de pulso, $H(h)$, para radiação neutrônica. No presente estudo utilizou-se o detetor de Hurst que satisfaz o princípio de Bragg-Gray. Desenvolveu-se, então, um procedimento para levantar o espectro $H(h)$ e do conhecimento da distribuição do comprimento dos traços no volume sensível do detetor, $P(T)$, fazendo uso do Método de Monte Carlo. São apresentados os programas desenvolvidos para determinar a distribuição de $P(T)$ e $D(L)$. A partir do espectro de $H(h)$ medido experimentalmente, para uma fonte de ^{252}Cf , e de $P(T)$ no detetor obteve-se a distribuição $D(L)$ em função da TLE.

Todos os resultados são discutidos no Capítulo 4, e as conclusões no Capítulo 5.

São apresentados sugestões para futuros trabalhos no Capítulo 6.

DETERMINATION OF ENERGY DISTRIBUTION FOR PHOTON AND NEUTRON MICRODOSIMETRY

Alberto Saburo Todo

A B S T R A C T

This work was undertaken to provide basic physical data for use in both microdosimetry and dosimetry of high energy photons and also in the neutron radiation field.

In the Chapter 1 is presented the sources of photons and neutrons of interest in this work, and the relevant literature is reviewed and summarized.

It is described in the Chapter 2 the formalism to determine the initial electron energy spectra in water irradiated by photons with energies up to 1 GeV. Calculations were performed with a Monte Carlo computer code, PHOEL-3, which is also described. The code treats explicitly the production of electron-positron pairs, Compton scattering, photoelectric absorption, and the emission of Auger electrons following the occurrence of K-shell vacancies in oxygen. The tables give directly the information needed to specify the absolute single-collision kerma in water, which approximates tissue, at each photon energy. Results for continuous photon energy spectra can be obtained by using linear interpolation with the tables. The

conditions under which first-collision kerma approximate absorbed dose are discussed. A formula is given for estimating bremsstrahlung energy loss, one of the principal differences between kerma and absorbed dose in practical case.

A study has been carried out, in the Chapter 3, on the use of cylindrical, energy-proportional pulse-height detector for determining microdosimetric quantities, as neutron fractional dose spectra, $D(L)$, in function of linear energy transfer, TLE. In the present study the Hurst detector was used and this device satisfies the requirement of the Bragg-Gray principle. It is developed a Monte Carlo Method to obtain the $D(L)$ spectrum from a measured pulse-height spectrum $H(h)$, and the knowledge of the distribution of recoil-particle track length, $P(T)$ in the sensitive volume of the detector. These developed programs to find $P(T)$ and $D(L)$ are presented. The distribution of $D(L)$ in LET were obtained using a known distribution of $P(T)$ and the measured $H(h)$ spectrum from ^{252}Cf neutron source.

All the results are discussed in the Chapter 4; and the conclusions are presented in the Chapter 5.

Hints for the future work are presented in the Chapter 6.

S U M A R I O

	PAG
1. Introdução	01
1.1. Considerações Gerais.....	01
1.2. Fótons	03
1.2.1. Fontes de alta energia	03
1.2.2. Estudos existentes e aplicações	05
1.3. Nêutrons	09
1.3.1. Fontes de nêutrons e aplicações	09
1.3.2. Dificuldades para avaliação da dose equi- valente para nêutrons	11
1.3.3. Estudos existentes	14
1.4. Finalidade e objetivo do trabalho	15
2. FOTONS - Distribuições das energias iniciais dos elé- trons produzidos diretamente pela interação de fótons na água com energias de até 1 GeV	18
2.1. Bases teóricas e secção de choque para fótons ..	18
2.1.1. Secção de choque na água para fótons com energias até 1 GeV	18
2.1.2. Tratamento do efeito fotoelétrico	25
2.1.3. Tratamento do espalhamento Compton	30
2.1.4. Tratamento da Produção de Pares e de Tri- pletos	36
2.1.4.1. Produção de Pares	36
2.1.4.2. Produção de Tripletos	39

2.2.	Descrição do código PHOEL-3	42
2.2.1.	Dados de entrada para o programa PHOEL-3	43
2.2.2.	Dados fornecidos pelo usuário	43
2.2.3.	Operação do programa	47
2.3.	Resultados	52
2.3.1.	Seleção dos dados para apresentação	52
2.3.2.	Considerações estatísticas	53
2.3.3.	Resultados numéricos	54
3.	NEUTRONS - Distribuição da dose absorvida em função da transferência linear de energia	67
3.1.	Considerações teóricas	68
3.1.1.	Processos de interação do nêutron	68
3.1.2.	Método de Monte Carlo para determinação do ângulo de espalhamento do nêutron	73
3.2.	Programa de Monte Carlo para determinar a dis- tribuição de Traços no volume sensível do dete- tor	77
3.2.1.	Característica do detetor	77
3.2.2.	Programa PTRACK	80
3.2.3.	Determinação das coordenadas do ponto de entrada do nêutron no detetor	81
3.2.4.	Determinação das coordenadas do ponto de interação do nêutron	83
3.2.5.	Ângulo de espalhamento após a colisão ...	86
3.2.6.	Determinação das coordenadas do ponto de entrada e saída do próton no volume sen- sível	87
3.2.7.	Energia do próton de recuo	81
3.3.	Determinação do Espectro da TLE a partir das me- didas de altura de pulso	83
3.3.1.	Teoria para o programa LETUNF	95
3.3.2.	Programa LETUNF	87

3.3.3. Ensaio do programa LETUNF	102
3.4. Arranjo experimental e determinação de D(L) a partir de dados experimentais\$.....	105
3.4.1. Sistema de detecção	105
3.4.2. Calibração com fonte de ^{241}Am	108
3.4.3. Arranjo experimental	110
3.4.4. Medidas do espectro da altura de pulso, H(h)	111
3.4.5. Determinação de N(L) e D(L)	112
4. Discussão dos resultados	117
4.1. Fótons	118
4.1.1. Comparação com outros trabalhos	117
4.1.2. Aplicação na dosimetria	123
4.1.2.1. Querma	123
4.1.2.2. Dose absorvida	126
4.1.3. Formalismo para avaliar o Rendimento da Radiação de Frenamento	130
4.2. Nêutrons	132
4.2.1. Distribuição dos traços, P(T)	132
4.2.2. Resultados calculados e experimentais ...	134
5. Conclusões	138
5.1. Fótons	138
5.2. Nêutrons	140
6. Sugestões para futuros trabalhos	142
7. Referências bibliográficas	143
Apêndice	154

1. INTRODUÇÃO

1.1. CONSIDERAÇÕES GERAIS

Os conhecimentos adquiridos pelos cientistas e pesquisadores na área de aplicação da energia nuclear é notável. Ressalta-se aqui os grandes avanços nos métodos e técnicas utilizados para aprimorar a segurança do homem e do seu meio ambiente.

A filosofia de Proteção Radiológica e os limites estabelecidos aos trabalhadores e indivíduos do público tem sido constantemente revistos(31,32,33,34,35,36,37,38,39,50) nas últimas décadas, face ao grande aprendizado adquirido.

Muitas das grandezas macroscópicas(20,20), como a Dose Absorvida e Querma, são amplamente utilizadas e fazem parte do cotidiano em radioproteção. Entretanto, os cientistas e pesquisadores tem procurado compreender com rara dedicação os aspectos microscópicos da interação da radiação ionizante com a matéria, especialmente em materiais equivalentes ao tecido humano para melhor compreensão dos efeitos biológicos resultantes no homem. Estas pesquisas são de grande importância quando se trata da utilização da radiação nos vários campos de aplicação médica e igualmente fascinante quando se procura acompanhar microscopicamente cada etapa do

processo de interação da radiação com o tecido humano, o qual levará à melhor compreensão dos conceitos macroscópicos utilizados em Proteção Radiológica.

Tem-se conhecimento que a utilização de fontes de radiação de alta energia tem aumentado em instalações de pesquisas⁽⁸³⁾, radioterapias⁽⁵⁵⁾, aceleradores⁽⁵⁴⁾ e outros tipos de instalações nucleares^(08,12).

Sabe-se também que em instalações como aceleradores e reatores, fótons de alta energia assim como os neutrons formando campos mistos são freqüentemente fontes de sérios problemas em Proteção Radiológica⁽⁵⁸⁾.

Além disso os efeitos biológicos provocados por neutrons não estão associados unicamente às grandezas físicas acima mencionadas, mas também ao seu espectro de energia tornando o seu tratamento mais complicado mas mais fascinante. Uma das dependências é com relação à distribuição espacial das partículas emitidas na interação destes nêutrons com a matéria.

1.2. FÓTONS

1.2.1. FONTES DE ALTA ENERGIA

A aplicação de fontes de fótons de alta energia tem-se difundido de forma crescente^(17,50) em vários setores da sociedade. A utilização de raios-X "megavolt" em radioterapia, por exemplo, é amplamente difundida. O Conselho Nacional de Proteção Radiológica e de Medidas, NCRP, dos Estados Unidos, em uma das suas publicações⁽⁵⁰⁾ menciona instalações utilizando fontes de raio-X e raios gama para fins médicos com energias de até 10 MeV. Em uma outra publicação⁽⁵⁴⁾, a NCRP apresenta recomendações de proteção radiológica para trabalhar em instalações como aceleradores lineares, operando com energias dos fótons entre 0,1 a 100 MeV.

Em aceleradores de altas energias que podem produzir pions⁽⁵⁵⁾, como por exemplo próton-sincrotrons com energias maiores que 400 MeV, há a produção de fótons energéticos do decaimento do pion neutro π^0 , em dois fótons com vida média de 2×10^{-16} segundos. Em experimentos de radioterapia com o freamento dos pions negativos, por exemplo, a troca de cargas elétricas produz pions neutros de baixa energia, π^0 , que decaem imediatamente em dois fótons de 70 MeV emitidos opostamente. Os fótons com energias na região de

gigaelectronvolt, GeV, são produzidos como radiação de frenamento em aceleradores de elétrons.

Estão sendo realizados estudos para a obtenção de feixes de fótons na razão de centenas de GeV no Laboratório Nacional de Fermi em Brookhaven, EUA, e na Organização Européia para Pesquisa Nuclear, CERN⁽¹³⁾, em Geneva, Suíça. Num esquema de conversão dupla, os fótons originários dos pions, π^0 , produzidos num feixe de prótons de 200 a 400 GeV podem ser convertidos em pares elétron-pósitron após a eliminação das partículas carregadas presentes que não são de interesse com um campo magnético. Assim um feixe de elétrons ou pósitrons com uma dada quantidade de movimento pode ser selecionado para a produção de feixes de fótons de alta energia por radiação de frenamento. Utilizando um cristal fino como alvo pode-se obter um espectro de radiação de frenamento coerente com um pico de fótons polarizados.

Fótons de alta energia também estão presentes como componentes da radiação espacial. Eles são de interesse nesse contexto não somente para estimativas dosimétricas da radiação natural do meio ambiente, mas também para estudar as possíveis influências no comportamento de um semicondutor em materiais de comunicação⁽⁵¹⁾.

1.2.2. ESTUDOS EXISTENTES E APLICAÇÕES

O conhecimento do espectro das energias iniciais dos elétrons produzidos diretamente pela interação dos fótons com a matéria é de fundamental importância para a dosimetria, radioterapia e a compreensão dos efeitos biológicos associados a esta radiação. Em virtude deste espectro representar os conceitos físicos fundamentais que descrevem quantitativamente a transferência de energia do campo de radiação à matéria, uma série de pesquisadores^(11,40) tem computados extensivas informações espectrais.

Cormack e Johns⁽¹¹⁾ apresentam dados referentes a distribuição de energias iniciais dos elétrons produzidos na água quando irradiados por fótons monoenergéticos de 10 keV a 25 MeV. Assim conhecendo-se o espectro inicial de fótons, resultados como estes servem como fontes de dados para estudos em diversas áreas de microdosimetria e também podem ser utilizadas para estimar uma série de grandezas de proteção radiológica como Querma e Dose Absorvida. Neste último caso, do conhecimento que as interações da radiação em água são representativas às que ocorrem no tecido humano, pois este contém cerca de 80 a 85% de água, pode-se obter uma estimativa da Dose e Querma no homem.

Além de Cormack e Johns⁽¹¹⁾, também Johns e Laughlin⁽⁴⁰⁾ apresentaram dados relativos à distribuição de energias iniciais dos elétrons produzidos na água quando irradiados por fótons de energia até 25 MeV. Por um longo

período estes tem sido as referências básicas na dosimetria de fótons.

O Departamento de Proteção Radiológica e Dosimetria do Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, IPEN, tem mantido estreito relacionamento com alguns pesquisadores do Oak Ridge National Laboratory, ORNL, para estudos e desenvolvimentos em alguns setores da dosimetria. Por volta de 1975 manteve-se uma estreita colaboração com o Dr. W.S. Snyder do ORNL para estudos na área de desenvolvimento de modelos matemáticos do homem de referência aplicada à dosimetria interna, o qual se estendeu até cerca de 1978. A partir de 1979 renovou-se este intercâmbio com a vinda do Dr. J.E. Turner ao IPEN para atualizar e desenvolver pesquisas na área de microdosimetria e dosimetria de fótons e nêutrons. Este fato tem motivado a dirigir esforços para a criação de um grupo de estudos nesta área para intercâmbio de informações e pesquisas. Na época foi desenvolvida uma primeira versão de um código de computador denominado PHOEL usado para gerar as energias iniciais de elétrons Compton e fotoelétrons produzidos em água irradiada por fótons de até 2 MeV⁽⁷⁴⁾.

Turner e Hamm⁽⁷⁰⁾ desenvolveram uma segunda versão conhecida como PHOEL-2.

Os dados apresentados por Johns e Laughlin⁽⁴⁰⁾ incluem a produção de tripletos que não haviam sido considerados por Cormack e Johns⁽¹¹⁾. Entretanto estes dois trabalhos não tomam em consideração a produção de fotoelétrons e elétrons Auger que tem uma boa participação nos fenômenos de interação com a matéria e que foram incluídos no PHOEL-2.

Sabe-se também que o trabalho PHOEL-2 está limitado a energias de fótons de 2 MeV e portanto não inclui a produção de pares.

Como parte de aplicação destes resultados o código PHOEL-2 pode ser combinado com um programa de Monte Carlo para transporte de elétrons na água para dois tipos de estudos em microdosimetria⁽⁷⁾ envolvendo fótons. Em uma das investigações⁽²⁰⁾ o código PHOEL-2 foi utilizado para determinar a correlação espacial dos eventos de deposição de energia. Em outra pesquisa⁽⁷¹⁾, a produção de bolhas, "blobs", aglomerados, "spurs" e "short tracks"⁽⁵²⁾, foram calculados para raios-X e raios gama do Cobalto 60.

Na área de pesquisa em microdosimetria os estudos sobre o transporte de elétrons na água tem sido estudado em função do tempo após a sua produção. Seguindo as transições eletrônicas iniciais que é da ordem de 10^{-15} segundos as espécies presentes na água são os íons H_2O^+ , as moléculas excitadas de H_2O e os elétrons subexcitados. A ação coletiva destas espécies na água tem sido acompanhada em função do tempo por um procedimento de Monte Carlo até 10^{-11} segundos⁽⁷²⁾ que é aproximadamente o instante em que as primeiras observações experimentais são possíveis. Este é também o tempo que marca o início das reações químicas de difusão controlada. As espécies reativas presentes a 10^{-11} segundos são OH , H_3O^+ , H , O , e os elétrons hidratados. Mais recentemente, os cálculos por Monte Carlo para as difusões químicas e reações subsequentes foram efetuados para tempos da ordem de 10^{-9} segundos, quando todas as reações dos radicais foram efetuadas e o traço de um único elétron foi completado⁽⁷³⁾. Para efeito de comparação os resultados apresentados pelo dosímetro de Fricke são os melhores. O

rendimento químico medido, isto é o valor de G para conversão dos íons ferroso em férrico, para raios beta do trítio, que possuem uma energia média de 5,6 keV, é de 12,9 por 100 eV. O valor de G para elétrons de 5 keV calculado pela fórmula

$$G(\text{Fe}^{3+}) = 2G_{\text{H}_2\text{O}_2} + G_{\text{OH}} + 3(G_{\text{H}} + G_{\bullet})$$

e $G(\text{Fe}^{3+}) = 12,9$; onde $G_{\text{H}_2\text{O}_2}$, G_{OH} , G_{H} , G_{\bullet} , indicam, respectivamente, os rendimentos encontrados para H_2O_2 , OH, H e o elétron hidratado. Embora os resultados numéricos da teoria e da experiência tenham sido fortuitamente coincidentes, muitos esforços ainda necessitam serem dispendidos. O entrosamento entre a física e a química nestes estudos tem sido tema de uma reunião de trabalho, "workshop", no Argonne National Laboratory⁽¹⁾, em Illinois, nos EUA.

Sabe-se, entretanto, que é necessário um maior número de comparações com os resultados experimentais para se adquirir uma maior confiabilidade na precisão obtida pela teoria. Os dados mais relevantes provêm dos experimentos de radiólises, onde se pode medir a produção de espécies de transiente em função de tempos menores, até da ordem de picosegundos. A observação do decaimento dos elétrons hidratados e dos radicais OH^(1,2) em tais experimentos são particularmente pertinentes desde que estas espécies foram tomadas em consideração explicitamente no programa de Monte Carlo anteriormente mencionado⁽⁷³⁾. Atualmente está em estudo a extensão dos cálculos, que até o momento não tem incluído a radiação de frenamento, "bremsstrahlung", para energias de elétrons na faixa de 10 MeV.

1.3. NEUTRONS

1.3.1. FONTE DE NEUTRONS E APLICACOES

As fontes de nêutrons podem ser classificadas em três tipos de acordo com a sua origem, a saber:

a) resultante de reações nucleares em fontes de radionuclídeos

b) resultante de reações utilizando-se aceleradores de partículas

c) resultante de fissão nuclear

Quanto ao primeiro tipo as fontes de radionuclídeos emissores de nêutrons são provenientes, principalmente, de dois tipos de reações, a saber, (α, n) e (γ, n) . O espectro de energia da maioria das fontes (α, n) estendem-se até cerca de 10 MeV, enquanto que os nêutrons das fontes (γ, n) geralmente são menores que 1 MeV. Dentre elas podemos destacar as fontes de PoBe, PuBe, AmBe, AmB, SbBe.

Quanto ao segundo tipo utilizam-se aceleradores de alta energia de partículas positivas como, Van de Graaff,

ciclotrons ou synchrociclotron, que podem produzir feixes direcionais de nêutrons polienergéticos.

Quanto ao terceiro tipo os principais são os reatores nucleares, cuja produção de nêutron resulta do processo de fissão apresentando um espectro contínuo de energia de até 18 MeV⁽⁸²⁾; entretanto o número para energias maiores que 10 MeV é relativamente baixo. Neste tipo deve-se destacar a fonte de nêutron de ^{252}Cf que apresenta uma fissão espontânea apreciável e um espectro de energia similar ao espectro de fissão do ^{235}U ⁽⁸⁾, com energia média de 2,4 MeV.

Estes três tipos de fontes produzem feixes de nêutrons monoenergéticos, polienergéticos ou de espectro contínuo.

As fontes de radionuclídeos e os reatores produzem nêutrons de espectro contínuo, enquanto que os aceleradores os nêutrons monoenergéticos ou polienergéticos.

Os nêutrons monoenergéticos podem ser obtidos bombardeando núcleos alvos constituído por elementos de baixo número atômico, com feixes de prótons ou deuterons. Entre estas reações pode-se mencionar $\text{T}(d,n)^4\text{He}$, $\text{D}(d,n)^3\text{He}$, $\text{T}(p,n)^3\text{He}$, $^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$ e $^{12}\text{C}(d,n)^{13}\text{N}$. Para obter feixes polienergéticos é necessária a mudança do elemento alvo, como na reação $^9\text{Be}(^3\text{He},n)^{11}\text{C}$.

Estes tipos de nêutrons tem inúmeras aplicações nos usos pacíficos da radiação, tanto no campo da medicina e de outras ciências biomédicas correlatas como no campo da pesquisa e em aplicações industriais. Para este último campo

cita-se a geração de energia elétrica produzida por reatores nucleares e fontes de nêutrons utilizados na prospecção mineral para descobrir jazidas petrolíferas e de gases.

1.3.2. DIFICULDADE PARA AVALIAÇÃO DA DOSE EQUIVALENTE PARA NEUTRONS

Nas atividades de proteção radiológica e dosimetria, os nêutrons constituem um dos mais complexos tipos de radiação para a qual é determinada a dose absorvida, D.

A dose absorvida é uma grandeza física macroscópica que tem sido utilizada para correlacionar a ação da radiação ionizante com o dano provocado no tecido humano ou o efeito biológico.

Ela representa uma quantidade de energia absorvida por unidade de massa do material alvo, no caso de interesse em proteção radiológica o tecido humano. Por outro lado sabe-se que a dose absorvida, por si só, não é capaz de avaliar o efeito biológico que uma quantidade de radiação pode provocar. Outros tipos de fatores intervêm no processo que leva ao efeito biológico, de natureza física, química, bioquímica e fisiológica. Atendo-se aos primeiros dois, os fatores de natureza física são principalmente o tipo de radiação e o seu espectro de energia e os de natureza química são a formação de

espécies quimicamente ativas após o fenômeno de interação física da radiação com a matéria que resulta na produção de ionização e excitação dos átomos que constituem a matéria.

Para avaliar a contribuição dos fatores físicos torna-se necessário efetuar um estudo da distribuição microscópica da deposição de energia e esta pode variar muito, dependendo da natureza e da energia das partículas de radiação ionizante que incidem sobre a matéria.

Esta distribuição microscópica tem a capacidade de afetar a produção de espécies quimicamente ativas formadas em seguida e, portanto, no caso de células influir nos efeitos bioquímicos e fisiológicos que se formarão a seguir.

Conclue-se, então, que a distribuição microscópica não uniforme de deposição de energia é um fator físico de importância fundamental em dosimetria para avaliar os efeitos posteriores até o aparecimento de danos biológicos observáveis.

A preocupação com a distribuição microscópica da absorção de energia tem levado ao conceito da Transferência Linear de Energia, TLE, que é a taxa de deposição de energia ao longo dos traços das partículas ionizantes, dE/dx , que liberam a dose.

Na maioria dos casos de interesse prático as partículas diretamente ionizantes, alfa, prótons, beta e elétrons, quando não são fontes diretas de radiação, são produzidas por radiação indiretamente ionizantes como gama e nêutrons, com energias iniciais diferentes que são dissipadas

dentro do material irradiado. Desde que a TLE é uma função microscópica da energia de partícula carregada que por sua vez produz outras partículas, os segmentos de traços interceptados por um volume pequeno de tecido humano podem mostrar uma considerável variação na TLE.

Um dos métodos de especificar a quantidade da radiação é fornecer a distribuição da dose absorvida em função de TLE, cujo símbolo matemático é representado por L.

Como os limites de dose de radiação aos trabalhadores e aos indivíduos do público procuram evitar o aparecimento de efeitos biológicos e avaliar os danos provocados pela radiação à saúde, eles devem ser expressos numa grandeza física diferente da dose absorvida que fornece unicamente a energia depositada por unidade de massa do tecido humano sem levar em consideração os efeitos de distribuição microscópica de energia e efeitos subsequentes mencionados anteriormente. Esta nova grandeza, denominada dose equivalente, H, procura avaliar a patogenese do efeito biológico e até que os fenômenos químicos, bioquímicos e fisiológicos não sejam melhor conhecidos está relacionado à dose absorvida na expressão matemática⁽⁵³⁾ seguinte:

$$H = \int_{L_{\min}}^{L_{\max}} D(L) Q(L) dL \quad (1.1)$$

onde:

L_{\min} , L_{\max} representam o intervalo dos valores de TLE em que se pretende determinar a dose equivalente

$D(L)$ é a distribuição da dose absorvida em função da TLE

$Q(L)$ é o fator de qualidade, também em função da TLE, mas que procura expressar o resultado final, somatória de todos os fenômenos químicos, bioquímicos e fisiológicos mencionados.

O fator de qualidade $Q(L)$ é por definição uma grandeza adimensional e é especificada como uma função da TLE, L , das partículas carregadas na água^(20.30).

1.3.3. ESTUDOS EXISTENTES

Um desenvolvimento teórico da distribuição da TLE foi efetuado por Boag⁽⁸⁾ que a tem calculado para nêutrons rápidos de várias energias na água considerando que toda a energia absorvida é aquela dos prótons de recuo. Boag apresenta as curvas de $D(L_{\infty})$, a dose por unidade de intervalo da TLE, para nêutrons maiores que 2 MeV.

Posteriormente Biavatti^(*) apresenta as curvas de $D(L_{\infty})$ para nêutrons de energia mais baixa, seguindo um formalismo semelhante ao de Boag.

Entretanto a contribuição mais significativa para a determinação do espectro da TLE é a de Rossi⁽⁸⁰⁾ que desenvolveu técnicas analíticas para serem usadas no contador proporcional esférico. Os dados são amplamente utilizados em estudos de microdosimetria e na dosimetria de nêutrons. Outros autores tem apresentado estudos teóricos sobre a equivalência do detetor esférico e contadores proporcionais cilíndricos⁽⁴³⁾.

Turner^(87,88) e outros autores⁽¹⁹⁾ também tem contribuído para estas pesquisas utilizando métodos computacionais. Para determinar a distribuição da TLE, Kellerer⁽⁴⁴⁾ usou um contador proporcional esférico e introduziu um algoritmo, calculado a partir do espectro de altura de pulso provocado pela radiação neutrônica na porção útil do contador, utilizando um método baseado nas transformadas de Fourier.

Oliver⁽⁵⁷⁾, fazendo uso de um contador proporcional esférico determinou o espectro da distribuição da D(L) para a fonte de ²⁵²Cf.

1.4. FINALIDADE E OBJETIVO DO TRABALHO

Várias pesquisas na área de microdosimetria⁽²⁴⁾ estão se processando de forma rápida e produzindo novos

resultados que levam a um melhor conhecimento microscópico da interação da radiação com a matéria. Este fato tem motivado a efetuar estudos para contribuir com novos dados para o grupo de pesquisadores da área.

Pretende-se assim, apresentar neste trabalho resultados fundamentais úteis tanto para a dosimetria de fótons de alta energia como para radiações neutrônicas normalmente encontradas em campos mistos.

A primeira parte tem como finalidade determinar a distribuição das energias iniciais dos elétrons produzidos na água quando irradiada por fótons com espectro de energia arbitrário e com energia máxima muito acima de 25 MeV, onde atualmente não existem resultados disponíveis.

Da importância e utilidade destes dados para várias aplicações em microdosimetria e dosimetria das radiações, partiu-se para o desenvolvimento e aprimoramento de uma nova versão do código PHOEL-2, o PHOEL-3, juntamente com Turner, realizado no grupo de microdosimetria do ORNL.

O código PHOEL-3 considera em seus cálculos a produção de fotoelétrons, elétrons Auger e de tripletos, apresentando as contribuições separadamente e utilizando dados de secção de choque mais recentes⁽²³⁾. Este poderá ser utilizado para tratar da interação de fótons de radiação de frenamento, "bremsstrahlung", em estudos futuros.

A segunda parte deste trabalho tem como finalidade obter a distribuição da transferência linear de energia, ou

alternativamente a distribuição da dose absorvida em função da TLE utilizando o detetor proporcional cilíndrico de Hurst.

Para alcançar esta finalidade é necessário determinar a distribuição de traços dos prótons de recuo no volume sensível do detetor, calibrar o sistema de contagem com uma fonte de partículas alfa e obter o espectro de altura de pulso em função da energia dos prótons de recuo. Por fim, determina-se a distribuição de $D(L)$ em função de L pela técnica de Monte Carlo.

2. FOTONS : DISTRIBUIÇÃO DAS ENERGIAS INICIAIS DOS ELETRONS PRODUZIDOS DIRETAMENTE PELA INTERAÇÃO DE FOTONS NA AGUA COM ENERGIAS DE ATÉ 1 GeV

i

2.1. BASES TEÓRICAS E SECÇÃO DE DE CHOQUE PARA FOTONS

Este item descreve as fontes de dados de secção de choque utilizados no PHOEL-3 e os processos de interação da radiação eletromagnética na água.

No tratamento dos processos de interação considerados neste item, isto é, o efeito fotoelétrico, o espalhamento Compton e a produção de pares e tripletos, visa-se primordialmente determinar a energia dos elétrons produzidos na água, os quais são computados pelo programa proposto.

2.1.1. SECÇÃO DE CHOQUE NA AGUA PARA FOTONS COM ENERGIAS DE ATÉ 1 GeV

A secção de choque por colisão Compton, σ_c , e o coeficiente de atenuação de massa total μ/ρ na água, em função da energia do fóton, apresentados por Evans⁽¹⁴⁾ encontram-se na tabela 2.1.

A partir destes valores derivou-se os coeficientes de atenuação de massa para a colisão Compton, $\sigma_{N_0} \rho^{-1}$ e para o efeito fotoelétrico que também foram incluídos na tabela 2.1 colunas 4 e 5.

Para tanto utilizou-se para N_0 o valor de 3.34×10^{23} elétrons/cm³ e para ρ o valor de 1 g/cm³ que corresponde a água. Apresenta-se também a razão ζ/μ , entre os coeficientes de atenuação de massa para o efeito fotoelétrico e o total, que é utilizado no FHOEL-3, coluna 6.

Os valores de ζ/μ representam as probabilidades de um fóton de energia E produzir um fotoelétron em vez de sofrer uma colisão Compton.

Da coluna 1 e 6 da tabela 2.1 monta-se a figura 2.1.

A título de comparação coloca-se alguns pontos extraídos dos valores apresentados por Cormack e Johns.

Observa-se que os dados de secção de choque para o efeito fotoelétrico utilizados por Cormack e Johns é ligeiramente maior que a de Evans. As secções de choque para o efeito Compton apresentados por Evans e Cormack e Johns coincidem pois obtiveram seus resultados diretamente da fórmula de Klein-Nishina.

Observa-se pela figura 2.1 que a interpolação linear entre valores da tabela 2.1 dá uma boa aproximação de ζ/μ para as energias dos fótons a não ser na região onde a curvatura é acentuada. Neste caso deve-se diminuir os intervalos de interpolação tomando como extremos valores

TABELA 2.1 - COEFICIENTE DE ATENUAÇÃO DE MASSA NA ÁGUA PARA O EFEITO FOTOELÉTRICO E COMPTON.

Energia do Fóton, E (keV)	Coefficiente de atenuação total μ/ρ (cm ² /g)	Seção de choque de colisão Compton, σ_C (10 ⁻²⁷ cm ² /eletron)	Coefficiente de atenuação Compton σ_{CN_0}/ρ (cm ² /g)	Coefficiente de atenuação fotoelétrica τ/ρ (cm ² /g)	Probabilidade para efeito fotoelétrico τ/μ
10	4,99	640,5	0,214	4,78	0,958
	1,48	629,0	0,210	1,27	0,858
20	0,711	618,0	0,206	0,505	0,710
30	0,337	597,6	0,200	0,137	0,407
40	0,248	578,7	0,193	0,0547	0,221
50	0,214	561,5	0,188	0,0265	0,124
60	0,197	545,7	0,182	0,0147	0,075
80	0,179	517,3	0,173	0,00622	0,035
100	0,168	492,8	0,165	0,00340	0,020
150	0,143	443,6	0,148	0,000838	0,006
200	0,136	406,5	0,136	0,000229	0,000

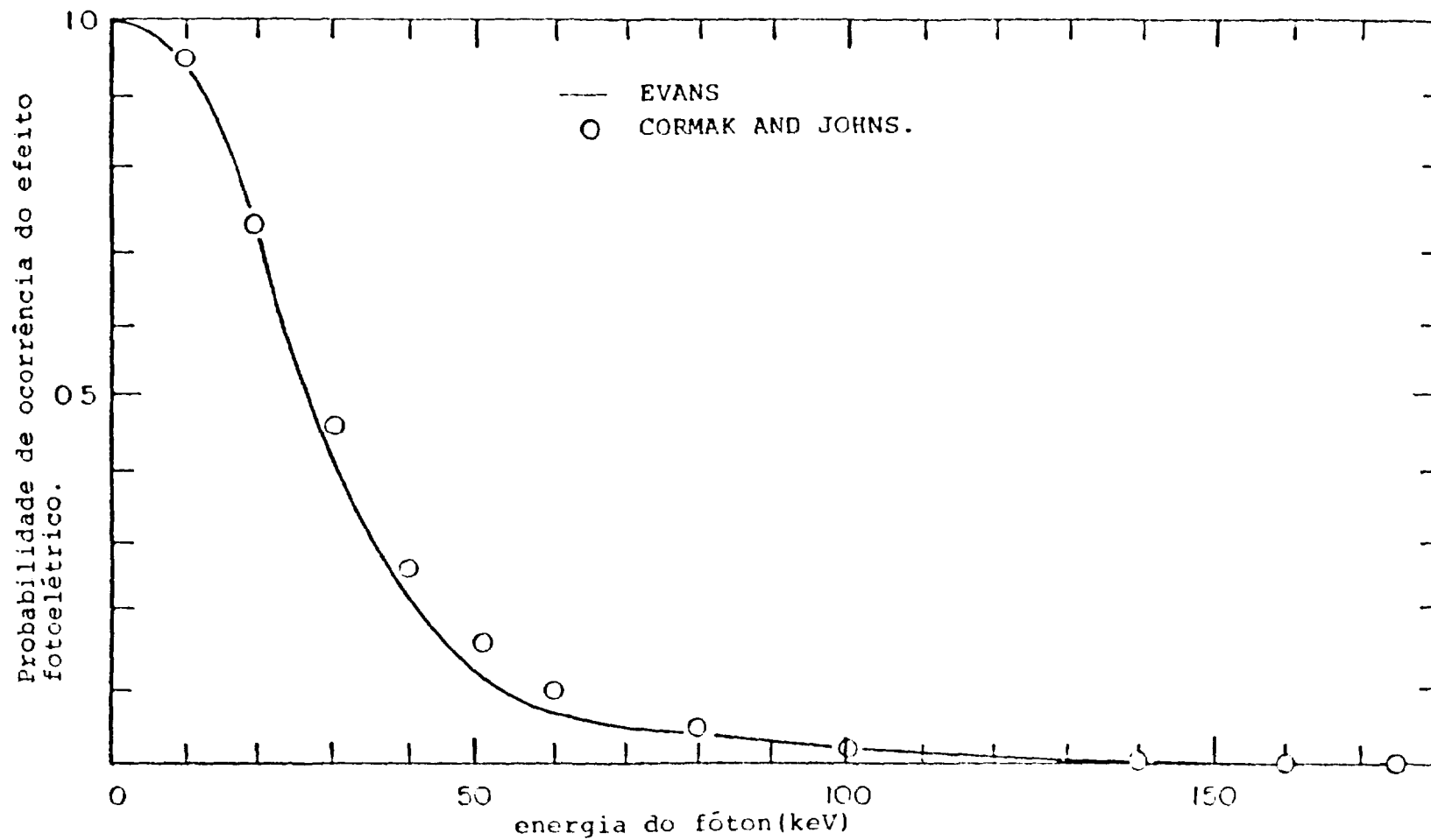


FIGURA 2.1 - RAZÃO ENTRE A SECÇÃO DE CHOQUE PARA O EFEITO FOTOELÉTRICO E SECÇÃO DE CHOQUE TOTAL EM FUNÇÃO DA ENERGIA DO FÓTON NA ÁGUA.

reais obtidos sobre a curva. Os valores utilizados no PHOEL-3 obtidos desta forma, são dados na tabela 2.2.

Desta tabela vê-se que a secção de choque para o efeito fotoelétrico é desprezível acima de 175 keV, e portanto a secção de choque total é igual àquela de Compton entre 175 keV e 1,022 MeV.

As secções de choque moleculares para fótons com energias acima de 1,022 MeV interagindo na água foram obtidas através dos resultados de Hubbell, Gimz e Overbo⁽²³⁾ para o Oxigênio e o Hidrogênio.

Este cálculo foi efetuado admitindo-se a secção de choque atômica do Oxigênio e duas vezes a do Hidrogênio, dado que a energia de ligação dos átomos na molécula de água é tão pequena que não influi na determinação da secção de choque.

Estes valores são apresentados na tabela 2.3.

σ_c , σ_n e σ_e representam, respectivamente, a secção de choque para o espalhamento Compton, a produção de pares no campo de um núcleo e no campo de um elétron atômico.

A razão $(\sigma_n + \sigma_e)/(\sigma_c + \sigma_n + \sigma_e)$ na penúltima coluna da tabela 2.3 representa a probabilidade de um fóton produzir um par elétron-pósitron no campo de um núcleo ou do elétron atômico em vez de sofrer um espalhamento Compton.

Quando há a produção de pares, a razão $\sigma_e/(\sigma_n + \sigma_e)$, apresentada na última coluna da tabela 2.3, fornece a probabilidade deste acontecer no campo de um elétron atômico em vez do núcleo. Pelo fato do elétron atômico recuar com energia apreciável e ser expulso do átomo, este processo é chamado produção de tripleto.

TABELA 2.2 - PROBABILIDADE PARA QUE UM FÓTON DE ENERGIA, E, PRODUZA UM FOTOELETRON EM VEZ DE SOFRER UM ESPALHAMENTO COMPTON.

Energia do Fóton E (keV)	Probabilidade τ/μ	Energia do Fóton E (keV)	Probabilidade τ/μ
0	1,00	45	0,167
5	0,995	50	0,124
10	0,958	55	0,0960
15	0,858	60	0,0750
20	0,710	80	0,0350
30	0,407	100	0,0200
35	0,300	150	0,0060
40	0,221	175	0,0000

TABELA 2.3 - SEÇÃO DE CHOQUE MOLECULAR NA ÁGUA PARA FÓTONS DE ENERGIA MAIOR QUE 1 MeV.

Energia do fóton (MeV)	Compton, σ_C (barns)	Produção de Pares		Total $\sigma_C + \sigma_N + \sigma_E$ (barns)	$\sigma_N + \sigma_E$		σ_P
		Campo Nuclear σ_N (barns)	Campo Eletro-núcl. σ_E (barns)		$\sigma_C + \sigma_N + \sigma_E$	$\sigma_N + \sigma_E$	
1,022	2,090 + 00	0,000	0,000	2,090 + 00	0,0000	-	0,0000
2,044	1,446 + 00	1,260 - 02	0,000	1,459 + 00	-	-	0,0119
3	1,153 + 00	3,342 - 02	4,035 - 04	1,187 + 00	0,0285	-	0,0297
4	9,620 - 01	5,420 - 02	1,547 - 03	1,018 + 00	0,0548	-	0,0434
5	8,306 - 01	7,271 - 02	3,283 - 03	9,066 - 01	0,0838	-	0,0530
6	7,343 - 01	8,935 - 02	5,041 - 03	8,287 - 01	0,1139	-	0,0684
8	6,066 - 01	1,175 - 01	8,504 - 03	7,266 - 01	0,1713	-	0,0763
10	5,116 - 01	1,406 - 01	1,170 - 02	6,639 - 01	0,2294	-	0,0910
15	3,786 - 01	1,837 - 01	1,835 - 02	5,807 - 01	0,3480	-	0,0989
20	3,039 - 01	2,150 - 01	2,357 - 02	5,425 - 01	0,4398	-	0,1090
30	2,212 - 01	2,591 - 01	3,135 - 02	5,117 - 01	0,5678	-	0,1130
40	1,758 - 01	2,894 - 01	3,594 - 02	5,011 - 01	0,6492	-	0,1170
50	1,467 - 01	3,126 - 01	4,144 - 02	5,007 - 01	0,7070	-	0,1200
60	1,264 - 01	3,309 - 01	4,503 - 02	5,023 - 01	0,7434	-	0,1240
80	9,971 - 02	3,587 - 01	5,063 - 02	5,090 - 01	0,8041	-	0,1270
100	8,276 - 02	3,730 - 01	5,487 - 02	5,166 - 01	0,8398	-	0,1310
150	5,894 - 02	4,129 - 01	6,224 - 02	5,341 - 01	0,8896	-	0,1340
200	4,621 - 02	4,337 - 01	6,711 - 02	5,470 - 01	0,9155	-	0,1390
300	3,275 - 02	4,588 - 01	7,337 - 02	5,849 - 01	0,9420	-	0,1400
400	2,565 - 02	4,735 - 01	7,729 - 02	5,764 - 01	0,9555	-	0,1470
500	2,124 - 02	4,832 - 01	8,001 - 02	5,845 - 01	0,9564	-	0,1430
600	1,819 - 02	4,902 - 01	8,204 - 02	5,904 - 01	0,9692	-	0,1450
800	1,420 - 02	4,997 - 01	8,490 - 02	5,988 - 01	0,9763	-	0,1470
1000	1,168 - 02	5,058 - 01	8,681 - 02	6,043 - 01	0,9807	-	-

A tabela 2.4 apresenta os valores da razão $(\sigma_n + \sigma_e)/(\sigma_c + \sigma_n + \sigma_e)$ como função da energia do fóton em intervalos suficientemente pequenos de forma a permitir uma interpolação linear precisa para energias dos fótons não constantes na tabela.

O mesmo procedimento foi adotado para os dados de $\sigma_e/(\sigma_n + \sigma_e)$ apresentados na tabela 2.5.

Na tabela 2.6 são apresentados a secção de choque total utilizado para o cálculo do espectro de energia absoluta dos elétrons.

2.1.2. TRATAMENTO DO EFEITO FOTOELÉTRICO

Para fótons de baixa energia o processo de interação predominante é o efeito fotoelétrico, onde o átomo absorve o fóton e emite um elétron.

A condição para que ocorra o efeito fotoelétrico é que a energia do fóton incidente, E , seja maior que a energia de ligação da camada eletrônica, ϕ , em que o elétron se encontra, ou $E > \phi$. Neste processo toda a energia do fóton incidente é transferida para o átomo que emite um elétron com energia cinética T , onde:

$$T = E - \phi \quad (2.1)$$

O átomo que é deixado no estado excitado, retorna a seu estado fundamental emitindo um elétron Auger ou um raio-X característico.

Os elétrons da camada K , que estão mais firmemente ligados são os mais prováveis de sofrerem este processo de

TABELA 2.4 - PROBABILIDADE PARA QUE UM FÓTON DE ENERGIA, E,
 PRODUZA UM PAR ELETRON-PÓSITRON EM VEZ DE SO
 FRER UM ESPALHAMENTO COMPTON.

Energia do Fóton E (MeV)	$\frac{\sigma_N + \sigma_E}{\sigma_C + \sigma_N + \sigma_E}$	Energia do Fóton E (MeV)	$\frac{\sigma_N + \sigma_E}{\sigma_C + \sigma_N + \sigma_E}$
1,022	0,000	45	0,6840
3	0,0285	50	0,7070
4	0,0548	60	0,7484
5	0,0838	80	0,8041
6	0,1139	100	0,8398
8	0,1713	150	0,8896
10	0,2294	200	0,9155
15	0,3480	300	0,9420
20	0,4398	400	0,9555
25	0,5080	500	0,9564
30	0,5676	600	0,9692
35	0,6140	800	0,9763
40	0,6492	1000	0,9807

TABELA 2.5 - PROBABILIDADE PARA QUE UM FÓTON DE ENERGIA, E, PRODUZA UM TRIPLETO EM VEZ DO PAR ELE TRON-PÓSITRON.

Energia do Fóton E (MeV)	$\frac{\sigma_E}{\sigma_N + \sigma_E}$	Energia do Fóton E (MeV)	$\frac{\sigma_E}{\sigma_N + \sigma_E}$
2,044	0,0000	20	0,0989
3	0,0118	30	0,1080
4	0,0287	40	0,1130
5	0,0434	50	0,1170
6	0,0530	60	0,1200
7	0,0613	80	0,1240
8	0,0684	100	0,1270
9	0,0723	150	0,1310
10	0,0768	200	0,1340
11	0,0806	300	0,1380
12	0,0837	400	0,1400
13	0,0863	500	0,1420
14	0,0889	600	0,1430
15	0,0910	800	0,1450
16	0,0928	1000	0,1470
18	0,0960		

TABELA 2.6 - SECÇÃO DE CHOQUE TOTAL UTILIZADO PARA A DE
TERMINAÇÃO DO ESPECTRO ABSOLUTO DOS e^-
TRONS E PÓSITRONS.

Energia do Fóton (MeV)	Secção de que total (cm^2/g)	Energia do Fóton (MeV)	Secção de que total (cm^2/g)
0,010	4,994	5	0,01034
0,015	1,480	6	0,01776
0,020	0,7110	8	0,02425
0,030	0,3370	10	0,02219
0,040	0,2477	15	0,01946
0,050	0,2145	20	0,01818
0,060	0,1967	30	0,01711
0,080	0,1792	40	0,01676
0,100	0,1684	50	0,01671
0,150	0,1488	60	0,01683
0,200	0,1362	80	0,01703
0,300	0,1180	100	0,01727
0,400	0,1060	150	0,01787
0,500	0,09680	200	0,01825
0,600	0,08930	300	0,01890
0,800	0,07850	400	0,01926
1	0,07070	500	0,01951
1,5	0,05759	600	0,01971
2	0,04939	800	0,01997
3	0,03973	1000	0,02019
4	0,03407		

interação do fóton na faixa de energia mais baixa e no material alvo considerado neste estudo.

No efeito fotoelétrico o fóton incidente não pode interagir com um elétron livre, tendo em vista que sob estas circunstâncias a energia e a quantidade de momento não são conservadas. daí a probabilidade de interação diminuir sensivelmente com as camadas eletrônicas mais externas do átomo.

Como já foi visto anteriormente, o efeito fotoelétrico na água está limitado para fótons de energias de até 175 keV, em vista da secção de choque para energias maiores serem muito pequenas.

No programa PHOEL-3, os fótons são tratados individualmente de maneira estatística. Se a energia do fóton é menor que 175 keV, o código PHOEL-3 seleciona um número aleatório e decide por interpolação linear, utilizando os dados da tabela 2.2, se o fóton sofre um espalhamento Compton ou produz um fotoelétron.

Para a água, que é o material considerado neste estudo, a energia limiar para a produção de vacância na camada K do Oxigênio é de 0,532 keV. Assim se $E > 0.532$ keV, considera-se que um fotoelétron de energia cinética

$$T = E - 0,532 \text{ (keV)} \quad (2.2)$$

é emitido.

Desde que a produção de fluorescência no Oxigênio é muito pequena^(1,2) considera-se que a criação da vacância na camada K do Oxigênio é seguida imediatamente pela emissão de um elétron Auger⁽²⁾.

Sabe-se que no Oxigênio existem duas linhas de transições L_I de 23,7 keV e $L_{II,III}$ de 7,1 keV, com diferentes intensidades, em vista disso, como uma aproximação, considerou-se uma energia média de ligação da camada L no átomo de Oxigênio como sendo 0,012 keV; portanto, a energia do elétron Auger é de 0,508 keV que é a diferença entre a energia de ligação da camada K e duas vezes a energia de ligação da camada L, ou seja:

$$T_{Auger} = 0,532 - 0,024 = 0,508 \text{ keV}$$

Do conhecimento que a energia média de ligação da camada L no átomo de Oxigênio é de 0,012 keV, tem-se que a energia do elétron Auger emitido é de 0,508 keV que é a diferença entre a energia de ligação da camada K e o dobro da energia da camada L, ou seja:

$$T_{Auger} = 0,532 - 0,024 = 0,508 \text{ keV} \quad (2.3)$$

Para os casos em que a energia do fóton inicial estiver no intervalo $0,532 > E > 0,012 \text{ keV}$, então um fotoelétron de energia

$$T = E - 0,012 \text{ keV} \quad (2.4)$$

é produzido da camada L.

Quando a energia do fóton for menor que 0,012 keV, adota-se que é localmente absorvido e é computado no cálculo.

2.1.3. TRATAMENTO DO ESPALHAMENTO COMPTON

No espalhamento Compton, o fóton interage com um elétron cedendo parte de sua energia e é defletido de sua

direção original. A teoria básica que trata deste espalhamento, considerando o elétron livre ou fracamente ligado e em repouso, é o de Klein-Nishina⁽¹⁵⁾.

A relação entre o ângulo de espalhamento e a energia de espalhamento Compton, considerando o elétron livre e estacionário, é determinada pela conservação da quantidade de movimento e da energia entre o fóton e o elétron de recuo, expressa como

$$E'/E = 1 / [1+(E/mc^2)(1-\cos\theta)] \quad (2.5)$$

onde E e E' são as energias do fóton antes e depois do espalhamento, mc² é a energia de repouso do elétron e θ é o ângulo de espalhamento do fóton.

Para fótons não polarizados, a secção de choque diferencial de espalhamento em que o fóton incidente de energia E é espalhado por um elétron livre num ângulo θ , dentro de um ângulo sólido d Ω com energia E' determinada pela equação 2.5 é dada por:

$$d\sigma_e = \frac{r_0^2 d\Omega (1+\cos^2\theta)}{2 [1+\alpha(1-\cos\theta)]^2} \left\{ \frac{\alpha^2(1-\cos\theta)^2}{(1+\cos^2\theta)[1+\alpha(1-\cos\theta)]} \right\}$$

onde $\alpha = E/m_0c^2$ (2.6)

$$r_0 = \text{raio do elétron} = 2,18 \times 10^{-13} \text{ cm}$$

O ângulo de espalhamento do elétron de recuo, ϕ , e a sua energia T estão relacionadas com o ângulo de espalhamento do fóton, θ , por:

$$\cot \phi = (1 + \alpha) \text{tg } \theta / 2 \quad (2.7)$$

e

$$T = E - E'$$

Obtém-se a distribuição acumulativa $S(E,T)$ não normalizada para produzir um elétron Compton de energia menor ou igual a T , integrando a equação 2.9, ou seja:

$$\begin{aligned}
 S(E,T) &= \int_0^T \frac{d(\sigma_e)}{dT} dT \\
 &= \frac{\pi r_0^2 T}{m_0 c^2 \alpha^2} \int_0^T \left\{ 2 + \left(\frac{T}{E-T} \right)^2 \left[\frac{1}{\alpha^2} + \frac{(E-T)}{E} - \frac{2}{\alpha} \frac{(E-T)}{T} \right] \right\} dT \\
 &= \frac{\pi r_0^2}{m_0 c^2 \alpha^2} \left(2T + \frac{1}{\alpha^2} \int_0^T \frac{T^2}{(E-T)} dT + \int_0^T \frac{T^2}{E(E-T)} dT - \frac{2}{\alpha} \int_0^T \frac{T}{E-T} dT \right)
 \end{aligned}$$

As integrais podem ser resolvidas pelo método da substituição obtendo:

$$S(E,T) = \frac{\pi_0^2 T}{m_0 c^2 \alpha} \left[\frac{2E-T}{2E} + \frac{2}{\alpha} + \frac{2E-T}{\alpha^2 (E-T)} - \left(1 - \frac{2}{\alpha} - \frac{2}{\alpha^2} \right) \ln \left(1 - \frac{T}{E} \right) \right] \quad (2.10)$$

A energia cinética do elétron Compton pode variar de zero a um valor máximo dada pela equação 2.8.

Então, a probabilidade normalizada para que um fóton de energia E produza um elétron Compton de energia cinética menor ou igual a T é dada por:

$$P(E,T) = S(E,T)/S(E,T_{\max}) \quad (2.11)$$

A seguir descreve-se o tratamento dado pelo programa PHOEL-3, para a obtenção da energia cinética T do elétron produzido no espalhamento Compton por um fóton de energia E .

Inicialmente a grandeza $S(E,T_{\max})$ é computada das equações 2.8 e 2.9, posteriormente gera-se um número aleatório entre 0 e 1 para $P(E,T)$, de forma que a diferença

$$D(E,T) = S(E,T) - P(E,T)S(E,T_{\max}) \quad (2.12)$$

é formada.

A equação transcendental

$$D(E,T) = 0 \quad (2.13)$$

é resolvida para T por um processo iterativo.

O método para determinar a solução da equação 2.13 é relativamente simples e segue descrita a seguir.

Desde que $P(E,T)$ é um número positivo, $0 \leq P \leq 1$, a função $D(E,T)$ será positiva quando $T=T_{\max}$ e negativa quando $T=0$. Além disso, $S(E,T)$ é uma função monotônica de T para qualquer E ; de modo que $D(E,T)$ muda de sinal exatamente uma única vez no intervalo $0 \leq T \leq T_{\max}$, ou seja no ponto T_0 que é a raiz da equação 2.13.

Para encontrar T_0 , o programa calcula $D(E,T)$ sucessivamente para valores de T igualmente espaçados, começando com $T = 0,8T_{\max}$ e procedendo de forma análoga para $T = 0,8T_{\max}$, ..., $T = 0,1T_{\max}$, etc, até que seja obtido o primeiro valor negativo de $D(E,T)$. Caso $D(E,T)=0$, então a raiz da equação 2.13 tem sido encontrado.

Quando o primeiro valor de $D(E,T)$ é negativo, T_0 , encontra-se dentro do último intervalo calculado. Assim, este intervalo é subdividido em dez intervalos de largura $0,01T_{\max}$, e o procedimento é repetido para encontrar T_0 dentro de $0,01T_{\max}$. Este novo intervalo é novamente subdividido para determinar T_0 dentro do intervalo $0,001T_{\max}$. Considera-se como T_0 o valor central do intervalo de energia que houve mudança de sinal.

Enquanto que o fóton de energia E desaparece quando ele produz um fotoelétron ou um par elétron-pósitron, no espalhamento Compton, continua um fóton de energia $(E-T)$.

No programa PHOEL-3 existe uma opção de terminar a história do fóton após um único espalhamento, como é usado neste trabalho, ou de acompanhá-lo após sucessivos espalhamentos Compton, até sua completa absorção. Em qualquer um dos casos é computada a energia média do primeiro elétron Compton produzido pelos fótons iniciais. Este valor médio das energias dos elétrons Compton é útil para comprovar que esta parte do programa está correto.

Considera-se também que todos os 10 elétrons presentes na molécula de água têm probabilidades iguais de sofrer um espalhamento Compton. Desde que existem somente dois elétrons da camada K do oxigênio na molécula de água (H_2O), há 20% de probabilidade que esta vacância ocorra em tal interação.

Desta forma no programa PHOEL-3, é gerado um número aleatório para decidir se o elétron da camada K do Oxigênio tem sido ejetado após o espalhamento Compton. Em caso afirmativo considera-se que é produzido, também, um elétron Auger com energia de 0,508 keV.

O efeito de ligação do elétron no espalhamento Compton não tem sido considerado no presente estudo. Este modifica a secção de choque do espalhamento Compton, por um fator não maior que alguns porcentos para fótons de energias de dezenas de keV, onde eles são predominantes⁽⁴⁰⁾.

2.1.4. TRATAMENTO DA PRODUÇÃO DE PARES E DE TRIPLETOS

A ocorrência deste processo de interação é mais provável para fótons de energias elevadas. Neste processo o fóton desaparece, no campo de uma partícula carregada, dando origem a um par, elétron, e^- , e pósitron, e^+ .

A secção de choque, K_n , para a produção de pares no campo elétrico de um núcleo varia com o quadrado do número atômico do átomo alvo, ou

$$K_n \sim Z^2$$

A secção de choque, K_e , para a produção de pares no campo elétrico de todos os elétrons atômicos varia com o número atômico Z , ou $K_e \sim Z$, e é de menor importância, exceto para materiais de baixo número atômico. Este processo é chamado de produção de tripletos, uma vez que um elétron orbital é também expulso do átomo ao qual estava ligado.

2.1.4.1. PRODUÇÃO DE PARES

A energia limiar do fóton para a produção de pares no campo elétrico de um núcleo é igual à soma das energias de repouso das partículas produzidas, ou seja, $2m_0c^2$ (1,02 MeV).

Da lei de conservação de energia, tem-se que:

$$E = T_+ + T_- + 2m_0c^2 \quad (2.14)$$

onde, E é a energia do fóton incidente

T_+ é a energia cinética do pósitron

T_- é a energia cinética do elétron

Neste processo de interação, toda energia em excesso a $2m_0c^2$ é dividida entre o pósitron e o elétron, sendo que uma quantidade muito pequena é cedida ao núcleo.

Aqui torna-se difícil encontrar uma relação direta entre o ângulo de espalhamento dos produtos da interação e o fóton incidente, pelo fato de não se conhecer a quantidade de movimento adquirido pelo núcleo de recuo.

Para determinar a distribuição de energia dos pósitrons e elétrons no processo de produção de pares no campo coulombiano de um núcleo, utilizou-se os dados apresentados graficamente por Bethe e Ashkin⁽³⁾.

Considerou-se que neste processo de interação o espectro de energia dos positrons e elétrons são simétricos. Na realidade isto não é exatamente correto, pois o pósitron é repellido pelo núcleo enquanto que o elétron é atraído. A inexatidão é maior quando a energia cinética do par e^+ , e^- é próxima a de ligação de um elétron no núcleo, isto é, se Z é muito grande. Por outro lado, no presente estudo, o meio de interação é a água que possui baixo número atômico efetivo. Desta maneira desprezou-se a assimetria em todo o intervalo da energia do fóton.

A curva apresentada por Bethe e Ashkin, representa a secção de choque $[\Phi(E_+)/\Phi](E-2m_0c^2)$, para a criação do pósitron com energia total E_+ como uma função da energia cinética $T_+ = (E_+ - m_0c^2)$ dividido por $(E - 2m_0c^2)$, onde E é a energia do fóton incidente e m_0c^2 é a energia de repouso do pósitron ou do elétron.

Sabe-se então que a área sob esta curva representa a secção de choque total para o processo de interação em consideração.

A função $\phi(E_+)dE_+$ representa a secção de choque diferencial para a criação de um pósitron com energia entre E_+ e $E_+ + dE_+$ e um elétron com energia E_- e $E_- + dE_-$ para um fóton de energia E , num campo columbiano do núcleo de carga Ze e ϕ é a secção de choque da radiação de frenamento, sendo que ambas as expressões analíticas são apresentadas por Bethe e Ashkin⁽³⁾ e Heitler⁽²¹⁾.

Introduzindo o parâmetro adimensional $X = (E_+ - m_0c^2) / (E - 2m_0c^2)$ como abscissa desta curva de Bethe e Ashkin apresenta-se a probabilidade $P(E,X)$ para produzir positrons e elétrons com energia igual ou menor que X , dado por:

$$P(E,X) = \frac{\int_0^X [\phi(E_+)/\phi] (E-2m_0c^2) dX}{\int_0^1 [\phi(E_+)/\phi] (E-2m_0c^2) dX} \quad (2.15)$$

Esta distribuição de probabilidade acumulativa normalizada foi avaliada integrando numericamente as curvas apresentadas por Bethe e Ashkin. Desde que cada curva é simétrica, a integral do denominador da equação 2.15 foi efetuada entre 0 e 0,5.

Desta forma, o valor de X , escolhido aleatoriamente da distribuição $P(E,X)$, pode ser atribuído com probabilidade igual ao pósitron e ao elétron.

A função $P(E,X)$, utilizado no programa PHOEL-3 como dado de entrada, é apresentado na tabela 2.7 para energias de fótons discretas. Para os valores de energias de fótons entre os da Tabela 2.7 utilizou-se a interpolação linear com muito boa aproximação.

2.1.4.2. PRODUÇÃO DE TRIPLETOS

O processo de produção de tripletos ocorre na presença do campo elétrico de todos os elétrons atômicos, onde a energia e a quantidade de movimento do fóton incidente é dividida com o elétron alvo e os pares pósitron e elétron.

A energia limiar para a ocorrência desta interação é de $4mc^2 = 2,044$ MeV. Esta energia limiar elevada é necessária em virtude do elétron de recuo, que conserva a quantidade de movimento, ser projetado com velocidade muito alta, desde que sua massa é a mesma de cada um dos pares criados.

A trajetória das partículas resultantes aparecem como três traços visíveis, quando observados em uma câmara de nuvens ou numa emulsão fotográfica, constituído de dois elétrons e um pósitron.

No presente trabalho seguiu-se o formalismo de Bethe e Ashkin, onde, negligenciando o efeito de troca, considerou-se que, para a produção de tripleto, a distribuição da quantidade de momento de recuo q no campo do elétron atômico é aproximadamente o mesmo que para o do campo do núcleo.

Assim a distribuição normalizada é dada por:

$$P(q)dq = \frac{1}{A} \frac{dq}{q} \frac{m_0c^2}{m_0c^2 + q^2} \quad (2.16)$$

onde, $q_{min} = m_0c(m_0c^2/E)$

$$A = \ln(m_0c/q_{min})$$

TABELA 2.7 - DISTRIBUIÇÃO DE PROBABILIDADE $P(E, X)$ DEFINIDAS PELA EQUAÇÃO 2.16 PARA AS ENERGIAS DOS ELETRONS E PÓSTRONS ORIGINADOS NA PRODUÇÃO DE PARES.

x	Energia do Fóton E (meV)									
	2,000	3,000	4,000	6,000	10,00	20,00	40,00	80,00	200,0	2000
0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000	0,000
0,025	0,014	0,014	0,012	0,015	0,011	0,014	0,013	0,029	0,030	0,051
0,050	0,043	0,043	0,035	0,041	0,035	0,041	0,052	0,066	0,075	0,110
0,075	0,077	0,077	0,065	0,073	0,067	0,077	0,092	0,110	0,124	0,168
0,100	0,120	0,120	0,102	0,110	0,109	0,119	0,139	0,159	0,177	0,225
0,125	0,165	0,165	0,143	0,152	0,149	0,161	0,187	0,209	0,231	0,281
0,150	0,214	0,214	0,183	0,197	0,194	0,209	0,238	0,261	0,286	0,336
0,175	0,262	0,262	0,234	0,245	0,243	0,260	0,291	0,314	0,340	0,390
0,200	0,316	0,316	0,285	0,295	0,295	0,313	0,344	0,368	0,394	0,442
0,225	0,373	0,373	0,338	0,347	0,349	0,367	0,398	0,422	0,449	0,493
0,250	0,430	0,430	0,394	0,402	0,403	0,422	0,453	0,476	0,501	0,543
0,275	0,487	0,487	0,425	0,459	0,460	0,478	0,508	0,529	0,553	0,592
0,300	0,544	0,544	0,510	0,516	0,517	0,536	0,562	0,583	0,605	0,640
0,325	0,601	0,601	0,570	0,573	0,576	0,593	0,617	0,636	0,656	0,687
0,350	0,658	0,658	0,631	0,633	0,635	0,651	0,672	0,690	0,706	0,733
0,375	0,715	0,715	0,672	0,693	0,695	0,709	0,727	0,742	0,756	0,779
0,400	0,772	0,772	0,754	0,754	0,755	0,767	0,782	0,794	0,805	0,824
0,425	0,829	0,829	0,815	0,815	0,816	0,826	0,836	0,846	0,854	0,868
0,450	0,886	0,886	0,877	0,876	0,877	0,884	0,891	0,897	0,903	0,913
0,475	0,943	0,943	0,933	0,933	0,933	0,942	0,946	0,949	0,951	0,956
0,500	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000

Integrando-se a equação 2.16 tem-se:

$$P(q) = \int_{q_{\min}}^q \frac{1}{A} \frac{dq}{q} \frac{m_0 c^2}{m_0 c^2 + q^2}$$

$$P(q) = \frac{1}{2 \ln(E/m_0 c^2)} \ln \left[\frac{q^2}{q_{\min}^2} \frac{(m_0 c^2 + q_{\min}^2)}{(m_0 c^2 + q^2)} \right]$$

Substituindo q_{\min} ,

$$P(q) = 1 - \frac{1}{2 \ln(E/m_0 c^2)} \ln \left(1 + \frac{m_0 c^2}{q^2} \right) \quad (2.17)$$

onde as condições de contorno para $p(\infty)=1$ e $p(q_{\min})=0$ são satisfeitas.

Assim, a probabilidade de produção do elétron de recuo de energia cinética T_e , em unidades de $m_0 c^2$ é:

$$P(T_e) = 1 - \frac{1}{2 \ln(E/m_0 c^2)} \ln \left(1 + \frac{1}{T_e^2} \right) \quad (2.18)$$

Resolvendo a equação 2.18 para T , obtém-se:

$$T_e = 1/(e^B - 1)^{1/2} \quad (2.19)$$

onde, $B = 2(1-p) \ln(E/m_0 c^2)$.

A energia cinética do elétron atômico de recuo na produção de tripletos é obtida da equação 2.19, selecionando aleatoriamente um valor para P entre 0 e 1.

Adotando-se que o espectro de energia do par pósitron-elétron é igual ao da produção de pares no campo elétrico de um núcleo, a energia cinética total, dividida entre o par pósitron-elétron, é $(E - 2m_0 c^2 - T_e)$. As respectivas energias são computadas na produção de pares como já mencionado no início deste item.

Pelo fato de ter utilizado um formalismo aproximado dado por Bethe e Ashkin, o tratamento para a energia do elétron atômico de recuo na produção tripleto é também aproximado. Desta forma tem-se limitado o uso do PHOEL-3 para energias dos fótons até 1GeV, onde a secção de choque para a produção de tripletos é cerca de 15% da secção de choque total para a água.

2.2. DESCRIÇÃO DO CODIGO PHOEL-3

O código de computador PHOEL-3, está escrito em linguagem FORTRAN IV, e o seu principal propósito é a de gerar a distribuição das energias iniciais dos elétron produzidos diretamente pela interação de fótons na água. Embora os resultados numéricos sejam apresentados para fótons monoenergéticos, pode-se utilizar no PHOEL-3 um espectro arbitrário de fótons. Nos itens que seguem apresenta-se o formalismo utilizado para o tratamento dos dados de entrada do programa a operação do PHOEL-3.

A primeira parte dos dados de entrada referem-se àqueles apresentados nas tabela 2.2, 2.4, 2.5 e 2.6 do item 2.1 considerados como dados de arquivo, e a segunda parte aos dados que devem ser fornecidos diretamente pelo usuário como, por exemplo, a energia e o número de fótons, e na terceira parte a operação do PHOEL-3 propriamente dita. No presente programa a energia dos fótons e elétrons é sempre dada em quiloelétronvolt (keV).

Maiores detalhes sobre o exposto nos sub-itens seguinte podem ser obtidos no manual de utilização do programa^(B5).

O código PHOEL-3, aqui descrito utiliza a técnica de Monte Carlo para gerar as energias iniciais dos elétrons para fótons de energia de até 1 GeV. A técnica utilizada neste programa consiste, basicamente, na geração de números aleatórios para decidir a partir das probabilidades de ocorrência dos efeitos Fotoelétrico, Compton, Produção de Pares e Tripletos, obtidas a partir das curvas de secção de choque para fótons de energias de até 1 GeV, na água.

2.2.1. DADOS DE ENTRADA PARA O PROGRAMA PHOEL-3

Estes dados de arquivos são introduzidos no PHOEL-3 através dos parâmetros apresentados na tabela 2.8 que representam as probabilidades de interação dos fótons na molécula de água, para a produção do efeito fotoelétrico, Compton, pares e tripletos em função da energia do fóton.

Na utilização do programa PHOEL-3, o usuário não necessita se preocupar com esta parte, a menos que deseje alterar os dados numéricos referente às secções de choque aqui utilizados.

2.2.2. DADOS FORNECIDOS PELO USUARIO

Os parâmetros que representam os dados numéricos fornecidos pelo usuários estão listados na tabela 2.9.

Aqui, os N valores de $EN(1)$ e $PR(1)$, são as energias e as probabilidades de ocorrência acumuladas para energias inferiores à considerada que representam o espectro d energia inicial dos fótons. Os pares iniciam com $PR(1)=1,0$ para a maior energia do fóton $EN(1)$; sendo que para um

TABELA 2.8 - PARÂMETROS QUE REPRESENTAM A ENERGIA E A PROBABILIDADE DE INTERAÇÃO DOS FÓTONS.

PARÂMETRO	FORMATO	OBSERVAÇÕES
EEL(J)	16F5.3	Energia cinética do eletrôn dividido por $(E - 2 m_0 c^2)$; usado para a produção de pares, Tabela 2.7.
EPH(I)	10F8.4	Energia do fóton em unidades de $m_0 c^2$; para produção de pares, Tabela 2.7.
PROB(I,J)	16F5.3	Probabilidade para produção de pares de eletrons de energias diferentes como função da energia do fóton, Tabela 2.7.
NBR	I3	Número de linhas na Tabela 2.2. $NBR \leq 101$.
E1(K),F(K)	8F10.4	Energias e a razão entre as secções de choque fotoelétrico e total, Tabela 2.2.
NBP	I3	Número de linhas usado para definir a secção de choque da produção de pares, $NBP \leq 101$, Tabela 2.4.
EP(K),FP(K)	8F10.4	Energias e a razão entre as secções de choque da produção de pares e o total, colunas 2 e 4 da Tabela 2.4.
NBT	I3	Número de linhas usado para definir a razão entre a secção de choque para o tripleto e a secção de choque total da produção de pares, $NBT \leq 101$, Tabela 2.5.
ET(K),FT(K)	8F10.4	Energias e a razão da secção de choque dos tripletos e a secção de choque total da produção de pares, colunas 2 e 4 na Tabela 2.5.
NTT	I3	Número de linhas usado para definir a secção de choque total, $NTT \leq 101$, Tabela 2.6.
TXEN(I), XSECTT(I)	8F10.5	Energias e a secção de choque total para determinar o espectro absoluto de energia dos eletrons e pósitrons, Tabela 2.6.

TABELA 2.9 - PARÂMETROS QUE DEFINEM OS DADOS DE ENTRADA FORNECIDOS PELO USUÁRIO, NO PHOEL-3.

PARÂMETRO	FORMATO	OBSERVAÇÕES
N	I3	Número de faixa de energias para o espectro de energia do fóton; $N \leq 101$.
EN(I), PR(I)	5F16.5	Energias e probabilidades acumulativas especificando o espectro da energia do fóton inicial.
NC0	I1	Estabelecer NC0 = 1 para ^{60}Co e NC0 = 0 para todos os outros casos.
NPBINS	I5	Valores usados para especificar o número de intervalo de energias reprodutidas para tabelar o espectro
PES(K)	8F10.0	Parâmetro que define os limites de intervalos de energia dos fótons.
NEBINS	I5	Valores usados para especificar o número de intervalo de energias introduzidas para tabelar o espectro de energia dos eletrons e pósitrons; $NEBINS \leq 101$.
EES(K)	8F10.0	Parâmetro que define os limites dos intervalos de energia dos eletrons.
IOPPHT	I3	IOPPHT = 1 inclui o efeito fotoelétrico; IOPPHT = 0 não considera o efeito fotoelétrico.
IOPSCT	I3	IOPSCT = 1 considera múltiplo espalhamento Compton; IOPSCT = 0 considera espalhamento Compton simples.
IOPABS	I3	IOPABS = 1 fornece o espectro relativo da energia dos eletrons; IOPABS = 0 fornece o espectro absoluto da energia dos eletrons por unidade de fluência dos fótons.
NPHOT	I6	Número de fótons iniciais.

espectro contínuo de energia os pares terminam com $PR(N) = 0$ para a energia mais baixa $EN(N)$. A energia E do fóton de um espectro contínuo de energia é selecionada aleatoriamente a partir destes pares, por interpolação linear. Para fótons monoenergéticos $N=1$ e para ^{60}Co $N=2$. Assim, os dados de entrada para fótons monoenergéticos são dados em um único cartão com $PR(1)=1,0$ e $EN(1)=E$ em keV. Para ^{60}Co existe também um único cartão, com $PR(1)=1,0$, $EN(1)=1.332,0$ keV e $PR(2)=0.5$, $EN(2)=1173,0$ keV.

Outros espectros de energias poderão ser representados, especificando até 101 pares $PR(N)$ e $EN(N)$, iniciando com o fóton de mais alta energia.

O código PHOEL-3 também mantém o registro dos números de fótons escolhidos aleatoriamente do seu espectro inicial para várias faixas de energias. Este passo é importante, para conferir se o espectro de energia dos fótons gerados e utilizados no cálculo concorda com o espectro de energia dos fótons originais, dentro das variações estatísticas.

Além disso o programa permite algumas opções a critério do usuário. Estes incluem a não consideração da ocorrência do efeito fotoelétrico ($IOPHT=0$), o qual poderá ser utilizado quando se deseja conhecer somente a contribuição dos elétrons Comptons na distribuição dos elétrons iniciais, por exemplo, para a faixa de energia dos fótons menores que 175 keV. Outras opções incluem a ocorrência do espalhamento Compton múltiplo ou simples fazendo, respectivamente, $IOPSCT=1$ ou $IOPSCT=0$. Pode-se também gerar o espectro relativo de energia dos elétrons ($IOPABS=1$) ou o espectro absoluto de energia ($IOPABS=0$) por unidade de fluência dos fótons iniciais. Estão o espectro de

energia dos elétrons de primeira-colisão são obtidas fazendo IOPSCT=0 e IOPABS=0.

2.2.3. OPERAÇÃO DO PROGRAMA

O programa PHOEL-3 tem seis subrotinas sendo que a estrutura do programa principal com as respectivas chamadas das subrotinas está apresentada no diagrama de blocos da figura 2.2.

A primeira subrotina a ser chamada é denominada SORSIN, que lê os valores mencionados nas tabelas 2.2, 2.4, 2.5 e 2.6 e os imprime. São introduzidas as faixas de energia desejadas e o número de intervalo destas energias que posteriormente definirão o espectro relativo de energia dos elétrons gerados. Assim os parâmetros que atuarão como elétrons comtons, fotoelétrons, elétrons da produção de pares e tripletos são inicializados com zero.

Como pode ser observado na figura 2.2 a subrotina SORSIN pode chamar duas outras subrotinas antes de retornar ao programa principal, a ABREAD(IEBINS) e ABSIN(E), dependendo das opções feitas pelo usuário.

A subrotina ABREAD (IEBINS) é chamada quando se deseja determinar o espectro de energia absoluto dos elétrons, fazendo IOPABS=0, tabela 2.9. Nesta subrotina os dados numéricos da secção de choque total da tabela 2.6 são introduzidos pelos parâmetros NTT, TXEN(I) e XSECTT(I) listados na tabela 2.8 além de iniciar os registradores para os números absolutos de elétrons, para cada intervalo de energia, com o valor zero.

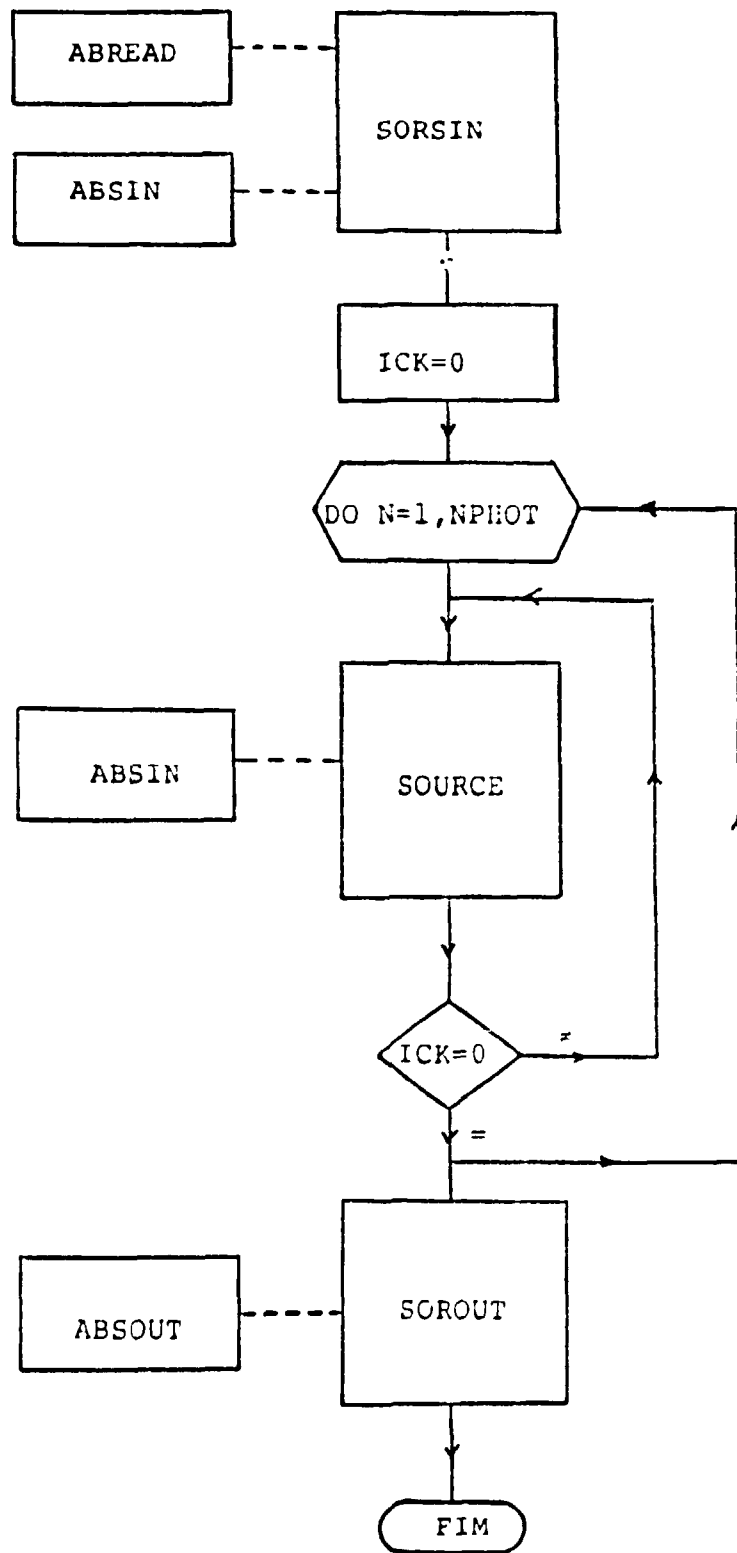


FIGURA 2.2 - DIAGRAMA DE BLOCOS DO PROGRAMA PHOEL-3.

A subrotina ABSIN é utilizada para determinar a secção de choque total para o fóton de energia E, por interpolação linear entre os valores da secção de choque da tabela 2.6. Com esta secção de choque determina-se a probabilidade (PROBB) do fóton sofrer uma colisão num alvo de espessura de 1 cm, fazendo $PROBB = \mu$ onde μ é o coeficiente de atenuação linear para a água de densidade $\mu=1 \text{ g/cm}^3$. Neste caso PROBB é utilizado como fator de correção na geração do espectro de energia absoluto dos elétrons.

A subrotina ABSIN é chamada, uma única vez, pela subrotina SORSIN quando o fóton é monoenergético. Se, por outro lado, e o espectro de energia do fóton é contínuo ou para o caso do ^{60}Co , a subrotina ABSIN é chamada pela subrotina SOURCE, conforme a figura 2.2. Neste caso a subrotina ABSIN é chamada para cada nova energia do fóton gerado a partir do seu espectro contínuo.

Como indicado na figura 2.2 o programa introduz um novo parâmetro ICK que chama a subrotina SOURCE.

A subrotina SOURCE encerra todo o formalismo teórico desenvolvido nos itens 2.1.1 a 2.1.4, onde são apresentados os detalhes para determinar a energia cinética dos elétrons, T, nos vários processos de interação dos fótons em consideração.

Esta subrotina seleciona, inicialmente, um fóton de energia E do seu espectro de energia fornecido pelo usuário; por meio de E e das probabilidades de interação mostradas no item 2.1.1 determina o tipo de interação e a energia cinética do elétron gerado. O parâmetro ICK=0, mencionado, indica que um novo fóton será escolhido antes da subrotina SOURCE ser novamente chamada.

Para fótons de energia $E < 1,022$ keV, um novo parâmetro $ICK=1$ é definido para indicar que no processo de múltiplo espalhamento Compton, o fóton espalhado com energia reduzida, é novamente reciclada para a subrotina SOURCE antes de um novo fóton ser selecionado. Este processo se mantém enquanto $ICK=1$.

Após cada interação Compton, é verificada se o espalhamento ocorreu com um dos elétrons da camada K do oxigênio, o qual ocorre com uma probabilidade de 20%. Isto é possível desde que dos dez elétrons presentes na molécula de água, H_2O , dois são da camada K do oxigênio.

Neste caso, a energia do elétron Compton é computada e o valor do parâmetro ICK é feito igual a 4 para indicar que existe uma vacância na camada K devido ao espalhamento Compton. Em seguida é computada a energia do elétron Auger de 0,508 keV; atribuindo um novo valor para ICK igual a $IOPSECT$, com $IOPSECT=1$ ou 0, para espalhamento Compton múltiplo ou simples, respectivamente.

Para energias $E < 1,022$ keV, o efeito fotoelétrico também pode tomar parte no processo de interação do fóton. Se o fotoelétron é produzido na camada L do oxigênio, a energia cinética $T = E - 0,012$ keV é computada e atribui-se a ICK o valor zero, indicando que o fóton foi completamente absorvido e que nenhum outro elétron será produzido até que um novo fóton seja escolhido do seu espectro de energia.

Quando o fotoelétron é gerado da camada K do oxigênio, computa-se a sua energia cinética e faz-se $ICK=2$, indicando que há uma vacância na camada K resultante do efeito fotoelétrico. A subrotina SOURCE é novamente chamada

para computar a energia do elétron Auger de 0,508 keV e faz-se ICK=0, indicando que o fóton foi absorvido.

Para fótons de energia $E \geq 1,022$ keV, torna-se possível a produção de pares no campo elétrico de um núcleo atômico e para $E \geq 2,044$ keV a produção de tripletos no campo elétrico dos elétrons atômicos.

Para fótons com energia $E \geq 1,022$ keV decide-se inicialmente entre a ocorrência do espalhamento Compton e a produção de pares, através das probabilidades dada pela razão entre as seções de choque para produção de pares e a seção de choque total apresentada na tabela 2.7.

Para os casos de espalhamento Compton o tratamento é análogo ao já descrito para $E < 1,022$ keV. Por outro lado se ocorre a produção de pares, é efetuado um novo teste para verificar se a energia do fóton é maior que 2,044 keV.

Se $E < 2,044$ keV a energia dos pósitrons e de elétrons são calculados segundo o formalismo apresentado no sub item 2.1.4, e faz-se ICK=0.

Para $E \geq 2,044$ keV, é efetuado um outro teste para decidir pela ocorrência da produção de pares ou tripletos. No caso da formação do tripleto, a energia do elétron atômico de recuo é determinado pela equação 2.19 e faz-se ICK=3 indicando que o fóton interagiu com um elétron da camada atômica. A subrotina SOURCE é novamente acionada para computar a energia do par elétron e pósitron e finaliza com ICK=0.

O Programa PHOEL-3 repete estes procedimentos até que o número total de fótons estipulado pelo usuário, NPHOT,

gerados a partir do espectro de energia conhecido sejam processados.

Por fim, a subrotina SOROUT é chamada para fornecer o espectro de energia relativa dos elétrons e imprimi-los juntamente com os dados estatísticos gerados. Quando o espectro de energia absoluto dos elétrons é calculado, então a subrotina ABSOUT também é chamada para imprimir os resultados.

2.3 RESULTADOS

Os resultados apresentados a seguir, foram obtidos, pela execução do programa PHOEL-3 num computador IBM/370, utilizando cerca de 270K bits de memória e tempo de CPU de 20 segundos para cada energia do fóton.

2.3.1 SELEÇÃO DOS DADOS PARA APRESENTAÇÃO

Neste item apresenta-se, em forma tabular, os resultados da distribuição das energias iniciais dos elétrons e pósitrons produzidos diretamente pela interação de fótons na água para energias de até 1 GeV.

A partir dos dados das tabelas poderá ser determinado o espectro da energia inicial dos elétrons e pósitrons para fótons de qualquer energia até 1 GeV, por interpolação linear dos valores apresentados.

Os resultados apresentados consideram que o fóton sofreu uma única interação na água e são expressos em valores absolutos, de modo a possibilitar a obtenção do

querma, K, de primeira colisão, diretamente, partindo dos valores das tabelas.

O programa PHOEL-3, emite uma listagem separando a distribuição dos elétrons Auger, dos fotoelétrons, dos elétrons Compton e os elétrons e pósitrons da produção de pares e tripletos. No processo de produção de tripletos a energia do elétron de recuo também é apresentada separadamente.

2.3.2 CONSIDERAÇÕES ESTATÍSTICAS

Pelo fato do programa PHOEL-3 utilizar a técnica de Monte Carlo, os resultados estão sujeitos a incertezas de ordem estatística.

As flutuações estatísticas podem ser reduzidas aumentando-se o número de fótons utilizados nos cálculos, entretando este procedimento mais simples acarretará um aumento no tempo de computação e nos custos. Dessa maneira deve-se otimizar o número de fótons utilizados de maneira a se obter um nível aceitável da incerteza estatística na informação obtida a um custo conveniente. Geralmente, para vários propósitos de dosimetria e microdosimetria, a exatidão de até 10% é considerado adequada.

O programa PHOEL-3 calcula o desvio padrão, S, e o erro relativo, S/X, para as grandezas X que são apresentadas nas tabelas 2.10 a 2.17, de acordo com a estatística de Poisson.

$$\text{Então } S = [p.n]^{1/2} \quad (2.20)$$

onde p é a probabilidade de ocorrência do evento no intervalo de energia do elétron considerado

n é o número de histórias

Aqui as grandezas X representam o espectro absoluto, e são expressas por unidade de energia, em keV, e por fluência unitária do fóton. Portanto S no presente estudo é dada pela equação 2.20 dividida pelo produto do intervalo de energia em que os elétrons se encontram e o número de fótons e o resultado multiplicado por PROBB definido em 2.2.3.

$$S = [(p.n)^{1/2} / \text{intervalo de energia} \times \text{n}^\circ \text{ de fótons}] \times \text{PROBB}$$

Como será mencionado no sub item seguinte, os erros relativos são da ordem de grandeza de até 10%. Em alguns casos erros relativos maiores foram obtidos. Para cada uma das tabelas apresentadas os erros relativos maiores ocorrem geralmente para fótons e elétrons no intervalo de energia mais alta, pois o intervalo de energia dos elétrons aumenta com o aumento da energia do fóton.

2.3.3. RESULTADOS NUMERICOS

Os resultados numéricos obtidos da execução do programa PHOEL-3 são apresentados nas tabelas 2.10 a 2.17.

Os resultados das tabelas 2.10 a 2.13 representam a distribuição das energias iniciais dos elétrons e pósitrons para fótons de energia de 10 keV a 1 GeV.

Nas tabelas 2.14 e 2.15 são apresentados os resultados considerando somente a presença dos elétrons Compton e nas tabelas 2.16 e 2.17 os dados para a

distribuição das energias individuais dos pósitrons, todos estes para fótons de energia de 4 MeV a 1 GeV.

A tabela 2.10 apresenta a distribuição das energias iniciais dos elétrons produzidos pela interação de fótons com energias de 10 a 220 keV, na água. Os processos físicos considerados parte nesta faixa de energia são o efeito fotoelétrico, espalhamento Compton simples e a produção de elétron Auger de 0,508 keV da camada K do oxigênio.

O efeito fotoelétrico que é predominante para fótons de baixa energia torna-se negligenciável acima de 180 keV na água, conforme visto na figura 2.1.

Observa-se na tabela 2.10 que para energias dos fótons menores que 180 keV os intervalos de maior energia dos elétrons são populados por fotoelétrons. Os intervalos de energia intermediário, onde aparecem valores iguais a zero são aqueles entre a energia cinética máxima do elétron Compton e os fotoelétrons. As faixas inferiores são preenchidas com elétrons Compton, sendo que o intervalo de energia mais baixo também são preenchidos pelos elétrons Auger, os quais são incluídos na definição de querma. Para o intervalo de energia de 0 a 5 keV são apresentados, em separado, a presença dos elétrons Auger.

Para cada energia do fóton apresentado neste trabalho utilizou-se 25.000 interações para gerar as distribuições das energias iniciais dos elétrons na água.

Os erros relativos para os valores obtidos na tabela 2.10 são da ordem de 3% para fótons de 220 keV e menor para energias mais baixas.

TABELA 2.10 - DISTRIBUIÇÃO DAS ENERGIAS INICIAIS DOS ELETRONS NA ÁGUA, ESPECTRO DE PRIMEIRA COLISÃO, NÚMERO DE ELETRONS/(cm³.keV) POR FÓTON/cm².

Intervalo de energia do electron (keV)	Energia de Fóton (keV)															
	10	20	30	40	50	60	70	80	90	100	120	140	160	180	200	220
0-5 (Aumer)	957	107	34,1	17,9	12,3	9,96	8,75	7,97	7,43	7,03	6,38	6,24	5,84	5,65	5,45	5,30
0-5	1009	151	75,8	53,2	35,3	27,3	22,6	19,1	16,6	14,8	11,9	10,4	9,00	8,18	7,52	7,06
5-10	947	0	0	4,28	15,3	13,5	9,44	7,62	6,68	5,67	4,63	3,73	2,89	2,34	1,92	1,57
10-15		0	0	0	5,95	12,6	7,36	5,51	4,87	3,82	3,14	2,62	2,23	1,87	1,61	
15-20		98,2	0	0	0	0	0,221	8,77	6,37	4,47	3,33	2,85	2,29	1,90	1,68	1,46
20-25			0	0	0	0	0	0	6,44	5,61	3,14	2,58	2,11	1,85	1,52	1,37
25-30			25,7	0	0	0	0	0	0	4,90	3,37	2,39	1,92	1,73	1,51	1,29
30-35				0	0	0	0	0	0	0	4,20	2,42	1,79	1,56	1,41	1,25
35-40				10,0	0	0	0	0	0	0	3,91	2,65	1,79	1,46	1,29	1,18
40-45					0	0	0	0	0	0	0	3,28	1,90	1,38	1,21	1,10
45-50					4,64	0	0	0	0	0	0	3,92	2,05	1,42	1,16	1,07
50-55						0	0	0	0	0	0	0	2,46	1,49	1,15	0,998
55-60						2,62	0	0	0	0	0	0	3,00	1,67	1,18	0,975
60-65							0	0	0	0	0	0	1,18	1,93	1,21	0,974
65-70							1,54	0	0	0	0	0	0	2,31	1,36	0,976
70-75								0	0	0	0	0	0	2,44	1,51	1,04
75-80								1,00	0	0	0	0	0	0	1,75	1,11
80-85									0	0	0	0	0	0	2,07	1,25
85-90									0,655	0	0	0	0	0	1,36	1,33
90-95										0	0	0	0	0	0	1,61
95-100										0,371	0	0	0	0	0	1,83
100-110											0	0	0	0	0	0,184
110-250											0,00973	0,00644	0,00272	0	0	0
Número médio de elétrons/cm ³ por fóton/cm ²	9,78	1,25	0,508	0,337	0,276	0,247	0,232	0,219	0,211	0,203	0,192	0,188	0,175	0,169	0,163	0,159

TABELA 2.11 - DISTRIBUIÇÃO DAS ENERGIAS INICIAIS DO NÚMERO TOTAL DOS ELÉTRONS E PÓSITRONS NA ÁGUA, ESPECTRO DE PRIMEIRA COLISÃO. NÚMERO DE ELÉTRONS/(cm³.keV) POR FÓTON/cm³.

Intervalo de energia dos eletrons (keV)	Energia do Fóton (keV)					
	300	500	750	1000	2000	3000
0-10 (Auger)	2360	1936	1624	1414	975	772
0-10	3284	2260	1786	1509	1003	785
10-20	849	326	152	80,6	21,3	7,95
20-30	855	329	152	87,7	26,3	12,7
30-40	745	304	131	75,5	21,5	6,99
40-50	714	312	141	91,1	18,0	11,0
50-60	677	322	146	75,5	23,7	7,79
60-70	656	311	135	79,7	16,8	6,67
70-80	570	284	146	81,4	22,5	11,3
80-90	553	270	142	87,4	25,1	10,6
90-100	556	265	152	79,5	21,1	9,38
100-200	467	250	132	80,5	21,0	10,0
200-300		268	124	74,3	21,0	9,73
300-400		143	118	75,1	22,5	9,55
400-500			148	72,8	21,7	9,65
500-600			145	75,0	20,9	10,3
600-700				96,0	21,2	10,2
700-800				150,0	20,2	9,88
800-900					20,9	11,1
900-1000					23,1	9,61
1000-1200					23,2	10,7
1200-1400	Multiplicar os valores da tabela por 10 ⁻⁶				26,1	10,5
1400-1600					35,2	11,1
1600-1800					55,0	11,8
1800-2000						12,4
2000-2400						15,7
2400-2800						30,1
Número médio de eletrons/cm ³ por fótons/cm ³	0,142	0,116	0,0974	0,0848	0,0591	0,0475

TABELA 2.12 - DISTRIBUIÇÃO DAS ENERGIAS INICIAIS DO NÚMERO TOTAL DOS ELÉTRONS E PÓSITRONS NA ÁGUA, ESPECTRO DE PRIMEIRA COLISÃO, NÚMERO DE ELÉTRONS/(cm².MeV) POR FÓTON/cm².

Intervalo de energia do eletrón (MeV)	Energia de fóton (MeV)													
	4	5	6	7	8	9	10	12	14	16	18	20	22	25
0-1 (Auger)	64,3	55,7	43,3	44,6	40,1	37,0	34,1	30,4	27,1	24,4	22,4	20,4	19,2	17,4
0-1	129	101	84,5	72,6	63,8	57,8	52,8	48,6	43,1	39,2	36,6	33,8	34,3	32,3
1-2	71,7	50,3	38,1	31,5	26,5	22,8	19,8	16,5	13,9	11,7	10,1	8,80	9,09	7,98
2-3	84,3	55,3	41,4	34,0	27,7	24,5	21,5	17,6	15,2	13,6	11,6	10,5	10,1	8,83
3-4	139	66,4	44,7	35,7	30,5	26,4	23,4	18,5	15,2	13,0	12,2	11,2	10,4	9,48
4-5		112	57,3	39,8	31,3	27,2	24,9	18,7	16,4	14,3	12,3	11,0	10,1	8,98
5-6			93,6	48,9	34,1	29,0	24,6	18,9	16,4	14,4	13,4	12,2	10,4	9,17
6-7				81,2	43,5	31,0	25,6	19,7	16,3	14,8	12,8	12,3	10,9	9,61
7-8					69,8	38,7	28,0	20,8	17,1	14,5	13,5	11,6	10,4	9,74
8-9						62,4	34,6	22,1	17,2	15,1	13,2	12,5	10,3	9,65
9-10							56,3	24,6	18,0	14,8	13,8	12,4	10,4	9,72
10-11								30,8	19,4	16,2	13,3	12,8	10,5	9,85
11-12									48,4	22,0	15,8	14,5	10,7	9,37
12-13										26,3	17,6	14,4	12,9	10,8
13-14										41,10	19,7	14,9	13,5	10,8
14-15											22,2	15,7	12,8	11,6
15-16											36,9	17,0	13,8	12,0
16-17												19,7	14,6	11,8
17-18												12,9	14,4	13,2
18-19													17,6	14,1
19-20													29,2	14,5
20-21														18,2
21-22														26,5
22-23														13,0
23-24														16,0
24-24														23,4
Número médio de eletróns/cm ² por fóton/cm ²	4,24	3,85	3,60	3,44	3,27	3,20	3,12	3,05	2,98	2,94	2,92	2,90	2,91	2,93
	Multiplicar os valores da tabela por 10 ⁻⁴													

TABELA 2.11 - DISTRIBUIÇÃO DAS ENERGIAS INICIAIS DO NÚMERO TOTAL DOS ELETRONS E PÓSITRONS NA ÁGUA, ESPECTRO DE PRIMEIRA COLISÃO. NÚMERO DE ELETRONS/(cm³.keV) POR FÓTON/cm³.

Intervalo de energia do eletrón (MeV)	Energia do Fóton (MeV)							
	10	50	75	100	250	500	750	1000
0-1 (Auger)	14,7	9,38	7,71	5,65	2,57	1,67	1,03	0,767
0-1	20,0	7,3	25,6	25,5	27,3	28,3	29,4	30,3
1-5	7,42	4,99	3,16	2,23	1,45	0,687	0,494	0,374
5-10	8,11	5,47	3,81	2,76	1,45	0,637	0,360	0,271
10-20	8,41	5,32	4,04	3,16	1,54	0,724	0,411	0,235
20-30	11,0	5,22	3,93	3,16	1,56	0,817	0,460	0,295
30-40		5,60	3,86	3,19	1,58	0,805	0,503	0,343
40-50		7,33	3,94	3,12	1,46	0,811	0,512	0,325
50-60			4,18	3,17	1,46	0,865	0,564	0,384
60-70			4,43	3,22	1,38	0,834	0,569	0,397
70-80			2,74	3,25	1,42	0,832	0,564	0,391
80-90				3,37	1,27	0,809	0,582	0,446
90-100				3,64	1,29	0,762	0,568	0,405
100-200					1,32	0,747	0,548	0,428
200-300					0,827	0,695	0,519	0,411
300-400						0,750	0,497	0,406
400-500						0,838	0,497	0,393
500-600							0,539	0,393
600-700							0,566	0,407
700-800							0,252	0,411
800-900								0,431
900-1000								0,368
Número médio de eletrons/cm ³ por fóton/cm ³	2,94	3,09	3,28	3,41	3,85	4,10	4,22	4,30
	Multiplicar os valores da tabela por 10 ⁻³							

TABELA 2.14 - DISTRIBUIÇÃO DAS ENERGIAS INICIAIS DOS ELETRONS COMPTON NA ÁGUA, ESPECTRO DE PRIMEIRA COLISÃO. NÚMERO DE ELETRONS/(cm³.MeV) POR FÓTONS/cm³.

Intervalo de energia dos eletrons (MeV)	Energia de Fóton (MeV)													
	4	5	6	7	8	9	10	12	14	16	18	20	22	25
0-1 (Auger)	64,3	55,7	49,3	44,6	40,1	37,0	34,1	30,4	27,1	24,4	22,4	20,4	19,2	17,4
0-1	118	89,4	73,2	61,8	53,2	47,4	42,7	36,7	31,8	27,8	25,1	22,4	20,9	18,6
1-2	56,1	35,5	23,7	17,9	13,7	10,6	8,54	5,76	4,15	3,30	2,62	2,18	1,85	1,45
2-3	73,3	40,4	26,5	19,1	13,7	10,7	8,71	6,02	4,58	3,36	2,65	2,20	1,78	1,36
3-4	139	56,7	30,6	20,7	15,4	11,6	9,17	6,49	4,41	3,40	2,80	2,07	1,81	1,44
4-5		112	48,3	26,5	17,2	12,6	10,2	6,77	5,25	3,47	2,62	2,28	1,88	1,31
5-6			93,6	40,5	21,6	15,2	10,4	7,00	4,84	3,99	2,88	2,24	1,83	1,41
6-7				81,2	36,1	19,1	12,8	7,74	5,27	3,79	2,98	2,39	1,98	1,36
7-8					69,8	32,0	17,2	8,59	5,64	4,11	2,98	2,48	1,98	1,58
8-9						62,4	38,6	10,7	5,92	4,17	3,36	2,27	2,06	1,65
9-10							56,3	14,2	7,35	4,29	3,34	2,64	1,90	1,60
10-11								24,2	8,88	5,38	3,44	2,65	2,34	1,54
11-12								48,4	12,5	6,11	3,99	3,13	2,25	1,61
12-13									20,9	7,64	4,67	2,84	2,58	1,67
13-14									41,1	11,0	5,62	3,56	2,34	1,88
14-15										17,6	6,90	4,08	2,81	2,02
15-16										36,9	9,87	4,76	3,36	1,93
16-17											15,7	6,48	3,59	2,25
17-18											32,8	8,19	4,56	2,47
18-19												14,2	5,84	2,82
19-20												29,2	7,64	3,15
20-21													13,4	4,12
21-22													26,5	4,92
22-23														6,82
23-24														11,9
24-25														23,4
Número médio de eletrons/cm ³ por fóton/cm ³	3,86	3,34	2,96	2,68	2,41	2,22	2,05	1,83	1,63	1,46	1,34	1,22	1,15	1,04
	Multiplicar os valores da tabela por 10 ⁻³													

TABELA 2.15 - DISTRIBUIÇÃO DAS ENERGIAS INICIAIS DOS ELETRONS COMPTON NA ÁGUA, ESPECTRO DE PRIMEIRA COLISÃO. NÚMERO DE ELETRONS/(cm³.MeV) POR FÓTONS/cm³.

Intervalo de energia do eletrón (MeV)	Energia do Fóton (MeV)							
	30	50	75	100	250	500	750	1000
0-1 (Auger)	1474	928	717	553	264	142	102	78,1
0-1	1559	1028	729	563	266	142	102	79,2
1-5	89,1	27,9	10,9	9,05	1,57	0,455	0,219	0,113
5-10	96,6	34,0	13,9	8,68	1,44	0,381	0,175	0,100
10-20	120	37,2	15,7	8,73	1,46	0,352	0,154	0,0984
20-30	525	44,9	17,4	8,67	1,51	0,378	0,154	0,103
30-40		64,8	19,9	9,11	1,45	0,364	0,163	0,0750
40-50		315	22,5	10,3	1,49	0,335	0,191	0,0797
50-60			32,2	12,2	1,43	0,369	0,150	0,105
60-70			67,0	13,8	1,32	0,332	0,128	0,108
70-80			171	17,8	1,58	0,381	0,185	0,0844
80-90				30,8	1,55	0,335	0,165	0,0859
90-100				156	1,52	0,338	0,177	0,0719
100-200					2,27	0,373	0,163	0,0901
200-300					9,45	0,441	0,169	0,0923
300-400						0,678	0,187	0,0970
400-500	Multiplicar os valores da tabela por 10 ⁻⁶					5,25	0,245	0,103
500-600							0,329	0,120
600-700							0,670	0,151
700-800							3,15	0,193
800-900								0,306
900-1000								2,66
Número médio de eletrons/cm ³ por fótons/cm ³	8,88	5,93	4,30	3,32	1,58	0,852	0,610	0,469
	Multiplicar os valores da tabela por 10 ⁻³							

TABELA 2.16 - DISTRIBUIÇÃO DAS ENERGIAS INICIAIS DOS PÓSITRONS, NA ÁGUA, ESPECTRO DE PRIMEIRA COLIÇÃO. NÚMERO DE PÓSITRONS/(cm³.MeV) POR FÓTONS/cm³.

Intervalo de energia do electrão (MeV)	Energia de Fóton (MeV)													
	4	5	6	7	8	9	10	12	14	16	18	20	22	25
0-1	5,75	5,20	4,57	4,21	4,02	3,67	3,08	3,45	2,79	2,30	2,15	1,72	2,53	2,27
1-2	7,75	7,44	7,23	6,76	6,24	6,20	5,70	5,26	4,69	4,22	3,36	3,05	3,26	2,34
2-3	5,52	7,38	7,47	7,38	7,06	6,85	6,44	5,81	5,51	5,05	4,21	3,99	4,05	3,63
3-4		4,99	6,97	7,54	7,54	7,32	7,19	6,06	5,53	4,76	4,88	4,76	4,88	4,05
4-5			4,63	6,79	6,99	7,36	7,38	6,03	5,58	5,45	4,90	4,36	4,17	3,81
5-6				4,30	6,30	6,92	7,00	6,03	5,79	5,35	5,32	5,07	4,56	4,05
6-7					3,71	5,81	6,32	5,87	5,50	5,44	5,05	4,93	4,35	4,17
7-8						3,32	5,31	5,95	5,71	5,22	5,10	4,61	4,35	3,92
8-9							2,99	5,70	5,61	5,50	4,97	5,03	4,10	4,04
9-10								5,20	5,15	5,10	5,37	6,88	4,13	3,85
10-11								3,44	4,99	5,30	4,76	5,14	4,08	4,31
11-12									4,80	4,96	5,24	4,52	4,35	3,83
12-13									2,87	4,93	4,79	5,15	4,10	3,97
13-14										4,14	4,46	4,86	6,12	3,94
14-15										2,36	4,65	4,41	4,49	3,85
15-16											3,93	4,28	4,08	3,95
16-17											1,99	4,17	4,10	4,29
17-18												3,26	4,10	3,99
18-19												1,72	4,13	3,80
19-20													3,73	3,80
20-21													2,40	3,96
21-22														3,75
22-23														3,31
23-24														2,10
24-25														0,00
Número médio de positrons/cm ³ por fóton/cm ³	1,90	2,48	3,09	3,70	4,19	4,75	5,14	5,88	6,45	7,01	7,50	7,99	8,37	8,95
	Multiplicar os valores da tabela por 10 ⁻¹													

TABELA 2.17 - DISTRIBUIÇÃO DAS ENERGIAS INICIAIS DOS PÓSITRONS NA ÁGUA, ESPECTRO DE PRIMEIRA COLISÃO.
NÚMERO DE PÓSITRONS/(cm³.MeV) POR FÓTON/cm³.

Intervalo de energia do eletrão (MeV)	Energia do Fóton (MeV)							
	30	50	75	100	250	500	750	1000
0-1	1,90	1,61	1,22	1,04	0,825	0,398	0,247	0,186
1-5	3,8	2,26	1,48	1,08	0,708	0,320	0,195	0,125
5-10	3,60	2,56	1,82	1,35	0,746	0,336	0,182	0,147
10-20	3,62	2,43	1,97	1,52	0,747	0,377	0,208	0,123
20-30	2,86	2,38	1,83	1,53	0,774	0,397	0,247	0,148
30-40		2,52	1,84	1,55	0,781	0,376	0,256	0,177
40-50		2,09	1,88	1,52	0,708	0,421	0,246	0,171
50-60			1,94	1,51	0,722	0,418	0,268	0,195
60-70			1,88	1,54	0,680	0,414	0,294	0,198
70-80			0,497	1,55	0,701	0,429	0,271	0,182
80-90				1,54	0,635	0,368	0,283	0,212
90-100				0,980	0,633	0,384	0,287	0,217
100-200					0,652	0,369	0,272	0,212
200-300					0,365	0,345	0,256	0,205
300-400						0,373	0,249	0,201
400-500	Multiplicar os valores da tabela por 10 ⁻⁴					0,188	0,248	0,197
500-600							0,268	0,195
600-700							0,284	0,203
700-800							0,107	0,205
800-900								0,216
900-1000								0,169
Número médio de pósitrons/cm ³ por fóton/cm ³	0,974	1,18	1,35	1,45	1,73	1,86	1,94	1,98
	Multiplicar os valores da tabela por 10 ⁻³							

Em todos os casos aqui mencionados o número de elétrons foram divididos pelo intervalo de energia apresentados na primeira coluna de cada tabela.

O número médio de elétrons/cm³ por fótons/cm² também são fornecidos, os quais são apresentados na última linha de cada tabela.

A seguir, ilustra-se com um exemplo como podem ser utilizadas as informações contidas na tabela 2.10 e nas subsequentes.

Para fótons de 70 keV, a tabela 2.10 mostra que existem $22,6 \times 10^{-3}$ elétrons/cm³ por fóton/cm² com energias iniciais no intervalo de 0 a 5 keV. Este intervalo é populado por todos os elétrons Auger e os elétrons Compton de baixa energia. A seguir, observa-se que existem $9,44 \times 10^{-3}$ elétrons/(cm³.keV) com energias iniciais na faixa de 5 a 10 keV e $12,6 \times 10^{-3}$ elétrons/(cm³.keV) entre 10 e 15 keV, sendo todos eles elétrons Compton. No intervalo de energia seguinte, 15 a 20 keV, existem $0,221 \times 10^{-3}$ elétrons/(cm³.keV), que entre outros, contém os elétrons Compton de energia cinética máxima, $T_{\max} = 15,1$ keV, produzidos por fótons de 70 keV, conforme calculado pela equação 2.8.

No intervalo de energia dos elétrons de 65 a 70 keV são observados $1,54 \times 10^{-3}$ elétrons/(cm³.keV) por fótons/cm³ que representam os elétrons provenientes do efeito fotoelétrico.

O número total de elétrons para fótons de 70 keV é de 0,211, que pode ser obtido multiplicando o número de elétrons/(cm³.keV) por fótons/cm² pelos respectivos

intervalos de energia em que eles se encontram e efetuando-se a soma de cada produto.

A tabela 2.11 apresenta a distribuição das energias iniciais dos elétrons na água para fótons de energias no intervalo de 300 a 3000 keV.

O espalhamento Compton predomina nesta faixa de energia sendo a energia limiar para a produção de pares de 1,022 keV.

Os erros relativos encontrados nesta tabela são menores que 5% para fótons de energias menores que 2.000 keV e chega a 20% para os fótons de 3.000 keV.

A tabela 2.12 cobre o intervalo de energia dos fótons de 4 MeV a 25 MeV, e os erros relativos encontrados são menores que 4%.

A tabela 2.13 fornece a distribuição dos elétrons e pósitrons na água para fótons de energias entre 30 a 1.000 MeV. Os erros relativos para os valores apresentados nesta tabela são menores que 5%, exceto, para fótons de 1.000 MeV e elétrons na faixa de energia menores que 50 MeV onde atinge 8%.

Sabe-se que em algumas aplicações o acesso às contribuições separadas dos elétrons Compton e dos elétrons da produção de pares podem ser úteis. Desta forma estes resultados são apresentados nas tabelas que seguem.

A tabela 2.14 fornece a distribuição de energia iniciais dos elétrons Compton na água para fótons de energia entre 4 a 25 MeV. Os erros relativos são menores que 3% para fótons de energias menores que 10 MeV e menores que 8% para os demais valores.

A tabela 2.15 estende a referida distribuição de energia para fótons de até 1.000 MeV. Os erros relativos aqui encontrados são menores que 10%, exceto para fótons de 1.000 MeV e elétrons no intervalo de 1 a 100 MeV que é de 15 a 20%.

A tabela 2.16 e 2.17 apresentam a distribuição da energia inicial dos pósitrons na água, respectivamente, para fótons no intervalo de energia de 4 a 25 MeV e de 30 a 1.000 MeV. Os erros relativos encontrados são menores que 5% em ambas as tabelas, exceto para fótons de 1.000 MeV e pósitrons com energias iniciais menores que 100 MeV onde variam de 5 a 18%.

A distribuição de energia iniciais dos elétrons da produção de pares são as mesmas das do pósitron, exceto pelo acréscimo dos elétrons atômicos de recuo provenientes da produção de tripletos.

A contribuição total da produção de pares é obtida multiplicando os valores encontrados nas tabelas 2.16 e 2.17 por dois para incluir a contribuição dos elétrons.

A contribuição dos elétrons do tripleto é obtida subtraindo-se os valores encontrados nas tabelas 2.12 e 2.13 da soma dos valores encontrados nas tabelas 2.14 e 2.15 com o dobro dos valores encontrados nas tabelas 2.16 e 2.17.

3. NEUTRONS- DISTRIBUIÇÃO DA DOSE ABSORVIDA EM FUNÇÃO DA TRANSFERENCIA LINEAR DE ENERGIA.

Na prática da proteção radiológica e em vários trabalhos de radiobiologia, a radiação é caracterizada pela dose absorvida no material alvo e pelo espectro da TLE correspondente. Enquanto que a dose absorvida pode ser medida satisfatoriamente por diferentes métodos, a determinação do espectro da TLE é geralmente mais difícil.

Um dos instrumentos capazes de avaliar estes dois parâmetros que caracterizam a radiação é o contador proporcional ou algum outro instrumento que quando submetido a um campo de radiação apresente como resposta a distribuição de altura de pulso produzido pela ionização no detetor. Sob condições adequadas, a distribuição da altura de pulso depende somente dos comprimentos dos traços das partículas carregadas e da TLE no volume sensível do detetor. Conhecendo-se a energia necessária para produzir um par de ions na câmara pode-se conhecer a dose absorvida.

Pretende-se, então, desenvolver um procedimento para levantar o espectro da TLE a partir das medidas do espectro da altura de pulso, fazendo uso do Método de Monte Carlo.

O procedimento consiste basicamente de duas partes distintas, analisadas a seguir. A primeira parte descrita no item 3.2, está relacionada a problemas geométricos para a obtenção da distribuição dos traços no volume sensível do detetor. A segunda, descrita no item 3.3, apresenta um

método iterativo para levantar o espectro da TLE a partir da distribuição da altura de pulso.

3.1. CONSIDERAÇÕES TEÓRICAS

Os fundamentos teóricos necessários ao desenvolvimento deste trabalho estão descritos neste item.

Inicialmente, apresenta-se os processos de interação dos nêutrons com a matéria dando ênfase ao espalhamento elástico do nêutron com o átomo de hidrogênio que é de particular interesse.

Apresenta-se a seguir a obtenção dos ângulos de espalhamento dos nêutrons utilizando o Método de Monte Carlo.

3.1.1. PROCESSOS DE INTERAÇÃO DO NEUTRON.

Os processos de interação dos nêutrons são amplamente descritos por vários autores^(18,49) sendo os principais o espalhamento elástico, o espalhamento inelástico, a captura radiativa, a ejeção de partículas carregadas, a fissão e outros mecanismos envolvendo nêutrons de altíssima energia.

No processo de interação do nêutron, quando o núcleo alvo não altera o seu estado de energia ou a sua composição isotópica o mecanismo de interação é chamado espalhamento elástico, (n,n) . Neste caso o nêutron se desvia de sua trajetória inicial e cede parte de sua energia ao núcleo de recuo.

Por outro lado se a composição do núcleo permanece inalterada mas é deixado num estado excitado o processo é denominado espalhamento inelástico, (n,n') . Neste caso o nêutron além de ter sido desviado de sua trajetória inicial perde parte de sua energia cinética.

O mecanismo de absorção do nêutron ocorre quando o nêutron incidente desaparece, dando origem a outras radiações, como raios gama e partículas carregadas. Um dos processos mais importantes é a da captura radiativa, (n,γ) , onde o produto da reação é a radiação gama. Entre as reações em que há emissão de partículas carregadas pode-se mencionar as interações (n,p) , (n,α) , (n,d) . Eventualmente mais de uma partícula pode ser emitida quando o núcleo é irradiado por nêutrons de alta energia como nas interações $(n,2n)$, (n,pn) .

No processo da fissão o nêutron colide com um núcleo pesado, sendo este dividido em dois grandes fragmentos com uma considerável liberação de energia e emitindo um ou mais nêutrons.

Entre os mecanismos de interação do nêutron mencionados dedica-se atenção especial ao espalhamento elástico, uma vez que este fenômeno é predominante com relação aos demais para os materiais com mais baixo número atômico.

No tratamento das colisões elásticas, as equações para a energia e o ângulo de espalhamento envolvendo o nêutron e o núcleo são usualmente expressas em dois sistemas de referência que são o sistema de Laboratório (SL) e o Sistema do Centro de Massa (SCM).

Sabe-se que a solução do problema para o espalhamento é significativamente simplificada no sistema de coordenadas do centro de massa em virtude da cinemática destas interações serem particularmente simples quando vistas neste sistema.

No sistema de Laboratório o núcleo alvo encontra-se em repouso antes da colisão e o nêutron em movimento. No sistema de Centro de Massa o nêutron e o núcleo alvo aproximam-se mutuamente, sendo que o centro de massa permanece em repouso.

As figuras 3.1 e 3.2 ilustram, respectivamente, o espalhamento elástico entre o nêutron e o núcleo alvo quando visto do SL e do SCM.

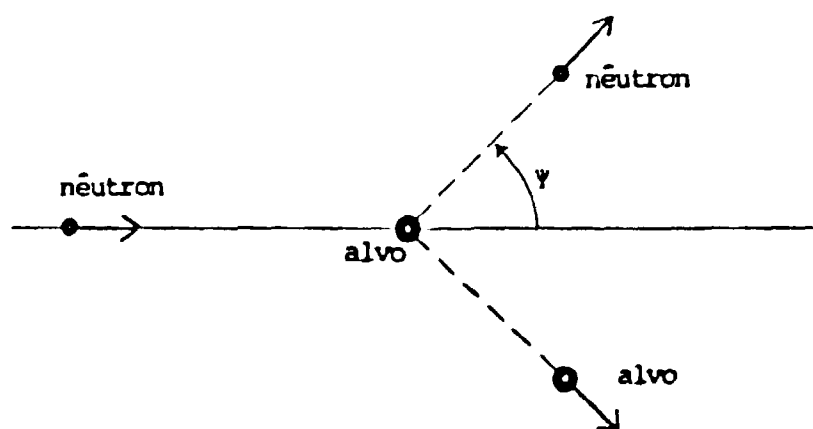


Figura 3.1. Espalhamento elástico no SL.

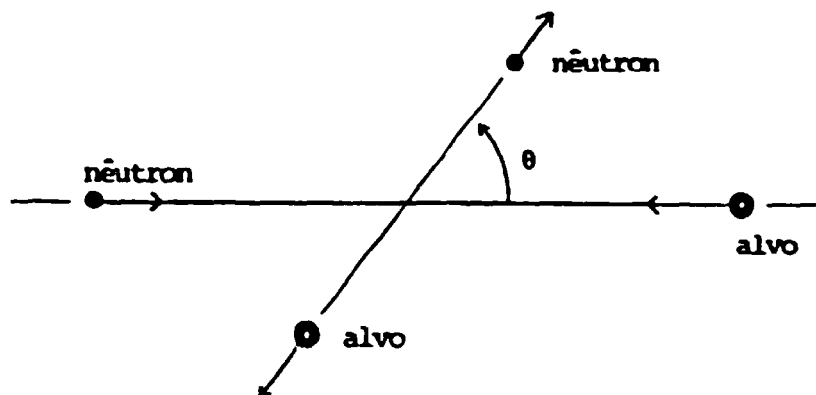


Figura 3.2. Espalhamento elástico no SCM.

Levando em consideração o princípio da conservação de energia e quantidade de movimento entre partículas, é possível demonstrar que existe uma dependência entre o ângulo de espalhamento e a energia do nêutron antes e depois da colisão com o núcleo alvo. Pode-se obter também uma relação entre o ângulo de espalhamento no SL e SCM(18). Estes são:

$$\frac{E}{E} = \frac{A^2 + 2 A \cos \theta + 1}{(A + 1)^2} \quad (3.1)$$

e

$$\cos \Psi = \frac{A \cos \theta + 1}{(A^2 + 2 A \cos \theta + 1)^{1/2}} \quad (3.2)$$

onde, E' é a energia do nêutron após a colisão no SL

E é a energia do nêutron incidente no SL

A é a massa atômica do núcleo alvo

θ é o ângulo de espalhamento no SCM

Ψ é o ângulo de espalhamento no SL.

Desta maneira o procedimento de cálculo é o seguinte:

1-Arma-se as equações no SL

2-Transfere-se as equações para o SCM

3-Resolvem-se as equações no SCM por ser a solução mais simples

4-Retorna-se ao SL para apresentar o resultado.

Neste trabalho limitou-se a apresentar os resultados mostrando os dois sistemas de coordenadas.

Considerando espalhamento isotrópico no SCM tem-se que $0 < \theta < \pi$ e no SL $0 < \Psi < 2\pi$.

Então, se o núcleo alvo é o átomo de hidrogênio, tem-se $A=1$ e as equações (3.1) e (3.2) tornam-se:

$$E' = \frac{E}{2} (1 + \cos \theta) \quad (3.3)$$

e

$$\cos \Psi = \left[\frac{1}{2} (1 + \cos \theta) \right]^{1/2} \quad (3.4)$$

Da equação (3.4) tem-se que $\cos \Psi = \cos \theta/2$ ou $\Psi = \theta/2$, então como θ varia de 0 a π , conclue-se que Ψ tem o seu domínio no intervalo 0 a $\pi/2$.

Neste caso o nêutron nunca é retroespalhado no sistema do laboratório numa colisão elástica com o átomo de hidrogênio, isto é, $\cos \theta \geq 0$.

O cosseno do ângulo de espalhamento no SCM, $\cos \Psi$, poderá ser obtido conhecendo-se que a probabilidade do nêutron ser espalhado num ângulo sólido $d\Omega(\theta, \phi)$ é dada pela secção de choque diferencial microscópica de espalhamento elástico, $\sigma_e(\Omega)$.

Então, a secção de choque para espalhamento elástico é dada por:

$$\sigma_{\bullet} = \int_{4\pi} \sigma_{\bullet}(\Omega) d\Omega(\theta, \phi) \quad (3.5)$$

Desde que $d\Omega(\theta, \phi) = \sin\theta d\theta d\phi$ em coordenadas esféricas, vem que:

$$\sigma_{\bullet} = \int_0^{\pi} \int_0^{2\pi} \sigma_{\bullet}(\theta, \phi) \sin\theta d\theta d\phi$$

onde, ϕ é o ângulo azimutal em coordenadas esféricas

e θ é o ângulo polar de espalhamento no SCM.

Efetuada-se a integração em ϕ , tem-se:

$$\sigma_{\bullet} = 2\pi \int_0^{\pi} \sigma_{\bullet}(\theta) \sin(\theta) d\theta$$

fazendo $\mu = \cos\theta$, vem:

$$\sigma_{\bullet} = 2\pi \int_{-1}^1 \sigma_{\bullet}(\mu) d\mu \quad (3.6)$$

No presente estudo o $\cos\theta$ será obtido pelo Método de Monte Carlo, cujo formalismo será apresentado a seguir.

3.1.2. METODO DE MONTE CARLO PARA DETERMINAÇÃO DO ÂNGULO DE ESPALHAMENTO DO NEUTRON.

Ja equação (3.6) pode-se definir a função densidade de probabilidade para espalhamento elástico na direção de μ no sistema do Centro de Massa, dada por:

$$f(\mu) = \frac{2\pi \sigma_{\omega}(\mu)}{\sigma_{\omega}} \quad (3.7)$$

Utilizando o Método de Monte Carlo, sabe-se⁽¹⁰⁾ que a cada número Q , distribuído aleatoriamente no intervalo 0 a 1, existe uma variável correspondente x de uma função de distribuição de probabilidade $F(t)$ que obedece a relação:

$$F(t) = \int_{-\infty}^x f(t) dt = Q$$

Para o presente estudo, tem-se:

$$Q = \int_{-1}^{\mu} f(\mu') d\mu' \quad \text{com} \quad -1 \leq \mu' \leq 1 \quad (3.8)$$

Então, substituindo (3.7) em (3.8), obtém-se:

$$Q = 2\pi \int_{-1}^{\mu} \frac{\sigma_{\omega}(\mu')}{\sigma_{\omega}} d\mu' \quad (3.9)$$

Do conhecimento que o espalhamento é isotrópico no SCM, tem-se:

$$\sigma_{\omega}(\theta) = \frac{\sigma_{\omega}}{4\pi} \quad (3.10)$$

então, substituindo (3.10) em (3.9) e resolvendo, vem que:

$$Q = \frac{1}{2} (\mu + 1)$$

ou

$$\mu = \cos \theta = 2Q - 1 \quad (3.11)$$

Portanto o $\cos \theta$ é obtido gerando-se um número aleatório Q que quando substituído nas equações (3.3) e (3.4) resultam para o nêutron, no SL:

$$\begin{aligned} \cos \Psi &= \sqrt{Q} \\ \text{sen } \Psi &= \sqrt{1 - Q} \end{aligned} \quad 0 \leq \Psi \leq \pi/2 \quad (3.12)$$

e

$$E' = E.Q \quad (3.13)$$

Para o próton, o ângulo de espalhamento no SL, Ψ_P , é expressa pela relação:

$$\Psi + \Psi_P = \frac{\pi}{2}$$

de modo que:

$$\cos \Psi_P = \cos\left(\frac{\pi}{2} - \Psi\right) = \text{sen } \Psi \quad (3.14)$$

então:

$$\cos \Psi_P = \sqrt{1 - Q} \quad (3.15)$$

e

$$\text{sen } \Psi_p = \sqrt{Q} \quad (3.16)$$

A energia do próton de recuo é obtida através da equação da conservação de energia, $E = E' + E_p$, então substituindo a equação (3.13) para E' , tem-se:

$$E_p = E (1 - Q) \quad (3.17)$$

De acordo com Zerby^(7B), os cossenos diretores da partícula espalhada são obtidos efetuando a rotação das coordenadas.

Considerando que o cosseno do ângulo polar de espalhamento do nêutron é $\cos \Psi$, o ângulo azimutal é ϕ e a direção inicial dos cossenos diretores são $\cos \alpha$, $\cos \beta$, $\cos \gamma$; então os cossenos diretores da partícula espalhada $\cos \alpha'$, $\cos \beta'$, $\cos \gamma'$, são obtidos como segue:

$$\cos \alpha' = \cos \Psi \cos \alpha + \left(\frac{\text{sen } \Psi}{\text{sen } \gamma} \right) (\cos \alpha \cos \gamma \cos \phi - \cos \beta \text{sen } \phi) \quad (3.18)$$

$$\cos \beta' = \cos \Psi \cos \beta + \left(\frac{\text{sen } \Psi}{\text{sen } \gamma} \right) (\cos \alpha \cos \gamma \cos \phi + \cos \alpha \text{sen } \phi) \quad (3.19)$$

$$\cos \gamma' = \cos \Psi \cos \gamma - \left(\frac{\text{sen } \Psi}{\text{sen } \gamma} \right) (1 - \cos^2 \gamma) \cos \phi \quad (3.20)$$

Observa-se que os novos cossenos diretores dependem do ângulo azimutal ϕ , então, a partir da função densidade de probabilidade $f(\phi') d\phi' = d\phi'/2\pi$ obtém-se o ângulo ϕ , gerando-se um número aleatório Q entre 0 e 1.

Então:

$$\int_{\phi} f(\phi') d\phi' = \frac{d\phi'}{2} = Q$$

Resolvendo:

$$\phi = 2 \pi Q \quad 0 \leq \phi \leq 2 \pi \quad (3.21)$$

3.2. PROGRAMA DE MONTE CARLO PARA DETERMINAR A DISTRIBUIÇÃO DE TRAÇOS NO VOLUME SENSIVEL DO DETETOR.

O programa PTRACK foi desenvolvido para determinar a distribuição dos traços no volume sensível de um detetor proporcional cilíndrico utilizando o Método de Monte Carlo.

3.2.1. CARACTERÍSTICAS DO DETETOR.

O detetor utilizado é um contador proporcional cilíndrico revestido por uma camada de polietileno e utiliza o gás ciclopropano que opera a pressão de 0,025 atmosferas. Este instrumento é conhecido como detetor de Hurst^(25,81), cujo diagrama está apresentado na figura 3.3.

A espessura da camada de polietileno é ligeiramente superior ao alcance de um próton de 20 MeV para satisfazer o princípio de Bragg-Gray⁽⁸⁸⁾.

O volume sensível deste detetor é caracterizado pelo volume da região central situado entre os suportes de polietileno usado como cátodo, visto na figura 3.3. Este volume sensível tem a forma de um cilindro circular de secção reta de 4,26 cm de diâmetro e de 4,13 cm de altura.

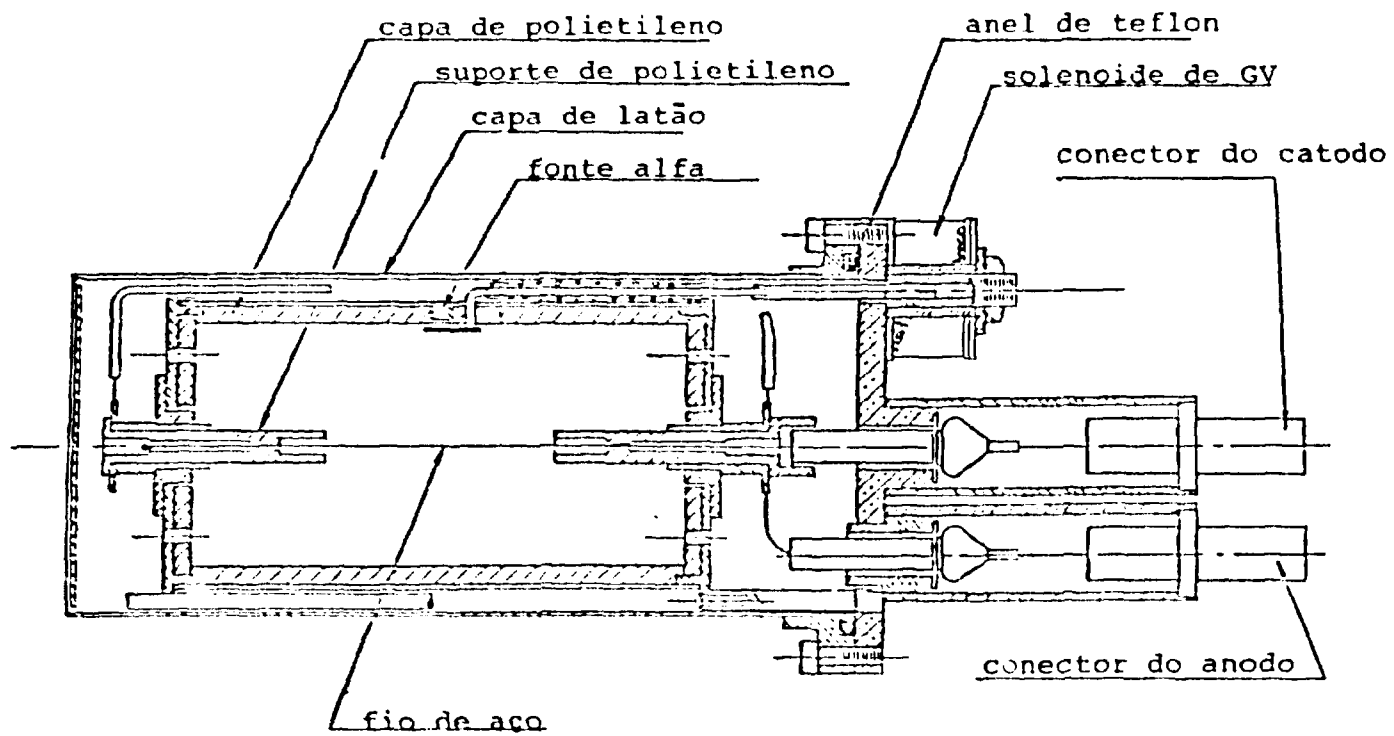


FIGURA 3.3 - DETETOR PROPACIONAL DE HURST.

O detetor possui uma fonte de ^{241}Am inserida na parede cilíndrica e na porção central da câmara para calibração, sendo que os raios alfa podem se expostos diretamente no seu volume sensível.

Decidiu-se pela utilização do presente detetor pelo fato da pressão de operação ser bastante baixa, o que facilita a obediência ao princípio de Bragg-Gray⁽⁵⁸⁾ e portanto a medida em unidade de dose equivalente. As condições impostas pelo princípio de Bragg-Gray são:

a) A interação da radiação incidente na parte gasosa da camada deve ser desprezível.

b) A perda de energia da radiação de interação primária no presente caso, prótons, deve ser muito pequena no volume sensível.

c) A parede da câmara deve possuir uma espessura de equilíbrio eletrônico, isto é, ser superior ao alcance máximo da radiação primária de interação.

d) A distribuição da radiação primária de interação nas paredes da câmara não deve ser influenciada pela presença do gás dentro do volume sensível.

Outro aspecto importante a salientar é que a razão entre a altura e o diâmetro do volume sensível é aproximadamente unitária. Para um cilindro com estas características sabe-se que o comprimento médio dos traços é igual ao comprimento médio dos traços numa esfera⁽⁵⁾, para uma distribuição de traços isotrópicos. Este fato contribui para que a distribuição dos traços neste cilindro torne-se menos crítica no processo de levantamento do espectro da TLE

do que, por exemplo, para um cilindro de razão diâmetro e altura diferente de um.

3.2.2. PROGRAMA PTRACK.

O programa PTRACK foi desenvolvido para determinar a distribuição dos traços que atravessa o volume sensível do detetor, $P(T)$, quando um feixe paralelo de nêutrons incide perpendicularmente ao seu eixo longitudinal.

Considerou-se que o espalhamento elástico entre o nêutron e o átomo de hidrogênio ocorre somente na parede de polietileno que envolve o volume sensível do detetor, pelo fato da pressão do gás no detetor de Hurst ser muito baixa.

Considerou-se também, pelo mesmo motivo, que o próton de recuo que alcança o volume sensível do detetor atravessa toda sua extensão perdendo um mínimo de energia como especificado no item (b) do princípio de Bragg-Gray.

A origem do sistema de coordenadas cartesiano utilizado encontra-se na base inferior do cilindro. O eixo de coordenadas z aponta na direção do eixo longitudinal do cilindro e o eixo y na direção do feixe incidente e no sentido oposto, como ilustrado na figura 3.4.

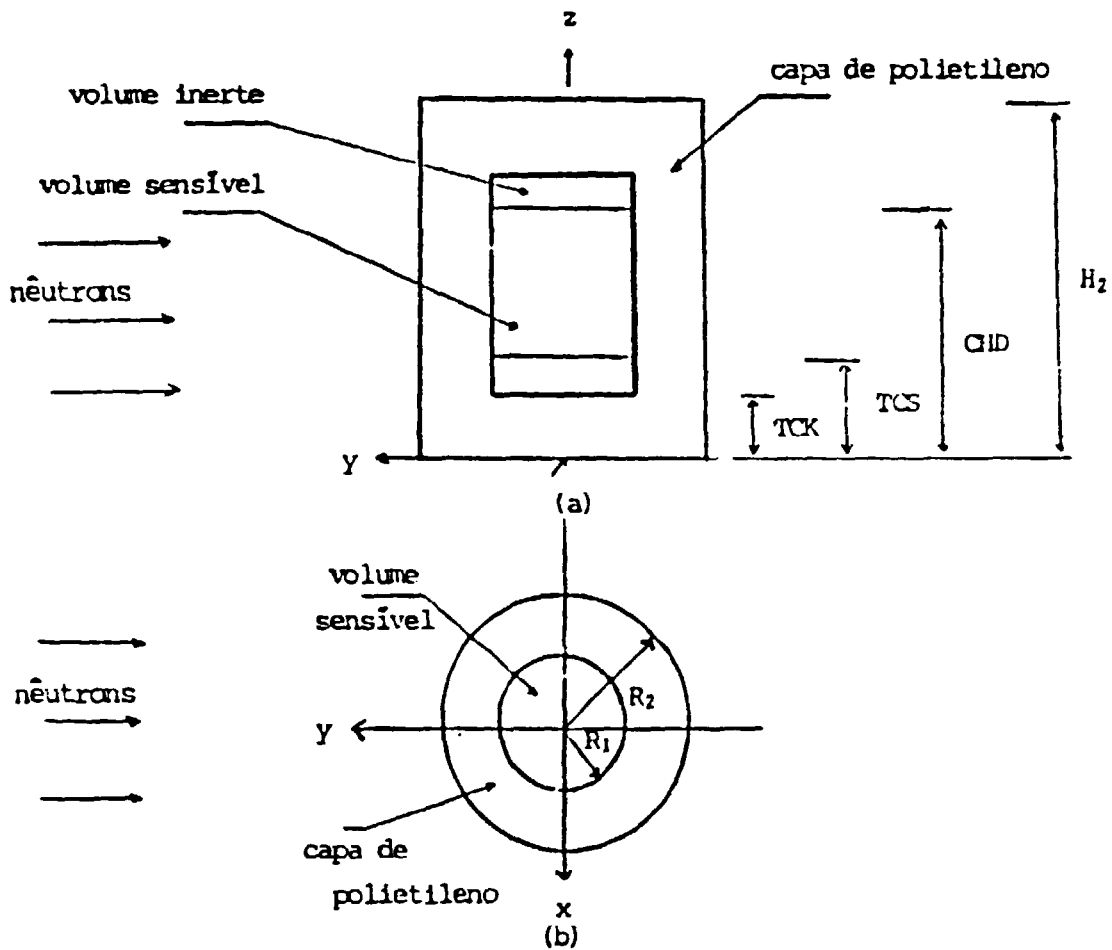


Figura 3.4. Esquema do detetor de Hurst utilizado no programa PTRACK, (a) vista lateral e (b) vista superior.

3.2.3. DETERMINAÇÃO DAS COORDENADAS DO PONTO DE ENTRADA DO NEUTRON NO DETETOR.

As coordenadas do ponto de entrada do nêutron, considerando um feixe de nêutrons, paralelo homogêneo, obtêm-se nas paredes do detetor e serão denominadas de (XEX, YEX, ZEX) e são determinadas a partir das funções densidade de probabilidade, $f(\phi')d\phi' = d\phi'/2\pi$.

Obtém-se o ângulo azimutal ϕ , gerando-se um número aleatório Q_1 entre 0 e 1.

Então:

$$\int_{\phi} f(\phi') d\phi' = \int_0^{\phi} \frac{d\phi}{2\pi} = Q_1$$

Resolvendo:

$$\phi = \pi Q_1 ; \quad 0 \leq \phi \leq 2\pi \quad (3.22)$$

Para a coordenada z a função densidade de probabilidade é:

$$f(z') dz' = dz' / H_2$$

onde, H_2 é a altura externa do cilindro.

Por um raciocínio análogo ao anterior obtém-se:

$$F(z) = \int_0^z \frac{dz'}{H_2} = Q_2$$

Resolvendo-se, tem-se:

$$z = Q_2 \cdot H_2 \quad (3.23)$$

onde Q_2 é um número aleatório uniformemente distribuído entre 0 e 1.

Portanto, conhecendo-se R_2 o raio externo do detetor e o ângulo dado pela equação 3.22 as componentes XEX, YEX nas direções x e y serão respectivamente:

$$XEX = R_2 \cos \phi \quad (3.24)$$

$$YEX = R_2 \sin \phi \quad (3.25)$$

$$ZEX = Q_2 H_2 \quad (3.26)$$

3.2.4. DETERMINAÇÃO DAS COORDENADAS DO PONTO DE INTERAÇÃO DO NEUTRON.

Para determinar o local de colisão do nêutron na parede de polietileno deve-se, inicialmente, analisar duas situações geométricas.

O primeiro caso é aquele em que o nêutron interage na parede inferior ou superior, bases do cilindro de polietileno. Como são análogos, consideraremos somente o inferior, isto é, para $0 < z < TCK$, ilustrado na figura 3.5(a) e (b).

No segundo caso a interação ocorre para $TCK < z < CHD$, figura 3.6.

Para os exemplos ilustrados na figura 3.5(b) e 3.6(b), os segmentos AB, CD, EF e GH, representam os possíveis locais de colisão e estes podem ser determinados geometricamente conhecendo-se as coordenadas XEX, YEX, ZEX e considerando que o feixe de nêutron é paralelo.

Então a coordenada y do local de colisão do nêutron é determinada através da função densidade de probabilidade:

$$P(y')dy' = \sum \tau \cdot e^{-\tau \cdot y'} dy'$$

onde, $\sum \tau$ é a secção de choque total do polietileno.

Então:

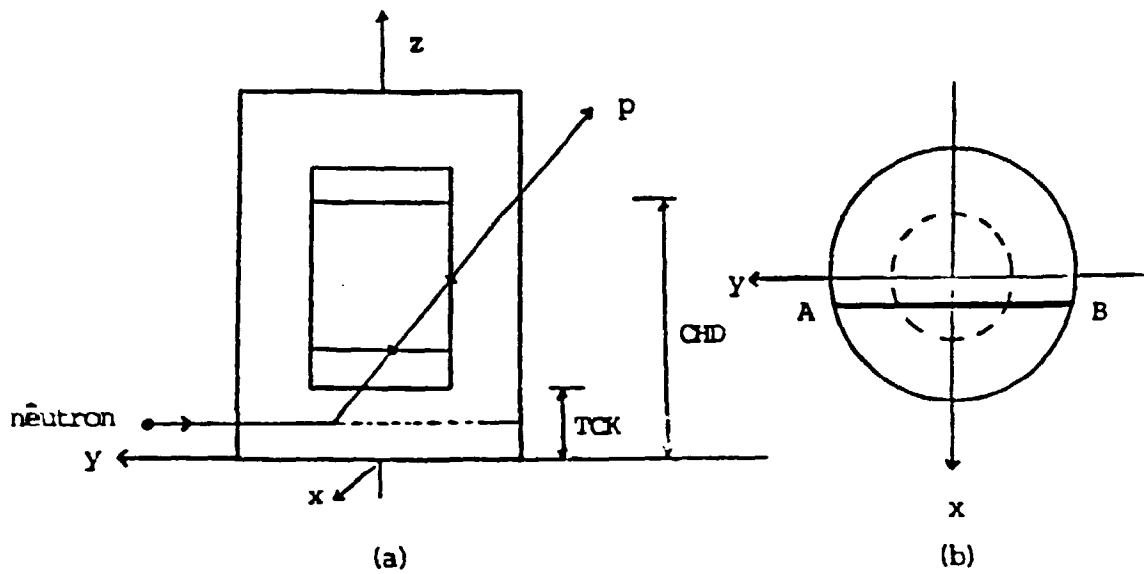


FIGURA 3.5 - INTERAÇÃO DO NÊUTRON NA BASE DO CILÍNDRIO DE POLIETILENO,
 $0 \leq z < TCK$.

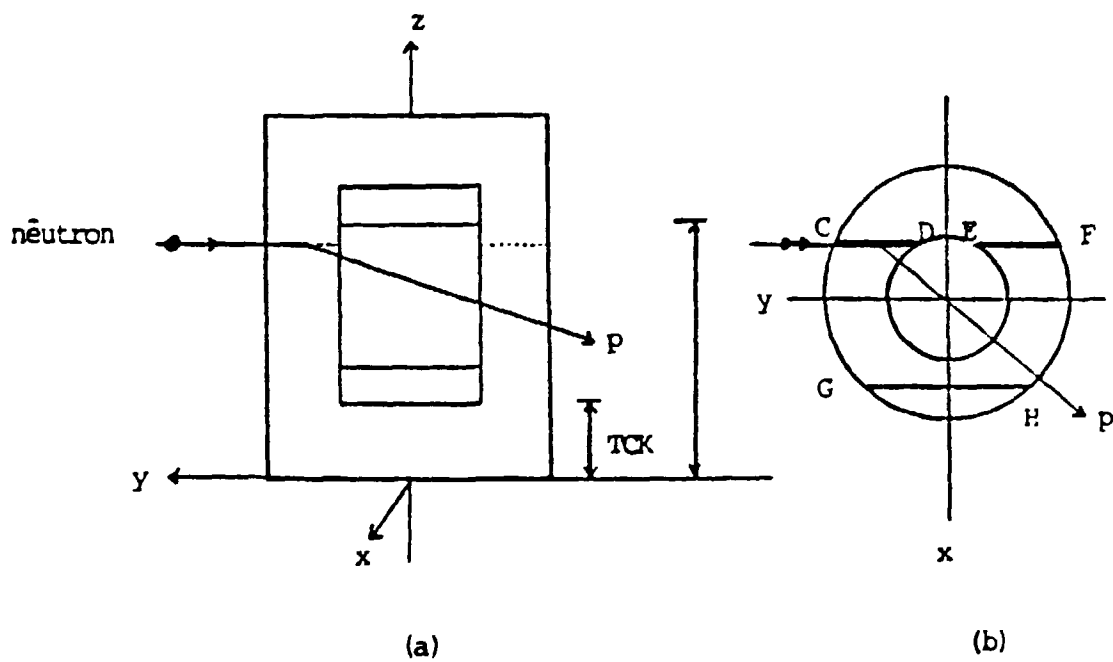


FIGURA 3.6.- INTERAÇÃO DO NÊUTRON NA PAREDE CILÍNDRICA DE POLIETILENO,
 $TCK \leq z \leq CHD$.

$$P(y) = \frac{\int_0^y \sum_t e^{-\Sigma_t y'} dy'}{\int_0^{y_0} \sum_t e^{-\Sigma_t y'} dy'} = Q$$

onde, Q é um número aleatório distribuído uniformemente entre 0 e 1.

y_0 é cada um dos possíveis locais de interação do nêutron, representado na figura 3.5(b) e 3.6(b) pelos segmentos AB, CD, EF e GH.

Resolvendo:

$$Q = \frac{1 - e^{-\Sigma_t y}}{1 - e^{-\Sigma_t y_0}}$$

e

$$e^{-\Sigma_t y} = 1 - Q.(1 - e^{-\Sigma_t y_0})$$

ou

$$y = - \frac{1}{\Sigma_t} \ln [1 - Q.(1 - e^{-\Sigma_t y_0})] \quad (3.27)$$

Portanto chamando de (x_0, y_0, z_0) as coordenadas do ponto de interação tem-se:

$$x_0 = XEX = R_2 \cos \phi \quad (3.28)$$

$$y_0 = YEX = - \frac{1}{\Sigma_t} [1 - Q(1 - e^{-\Sigma_t y_0})] \quad (3.29)$$

$$z_0 = ZEX = H Q_2 \quad (3.30)$$

Em virtude do feixe ser paralelo, as coordenadas nos eixos x e z permanecem constantes.

3.2.5. ÂNGULO DE ESPALHAMENTO APOS A COLISÃO.

Após a obtenção das coordenadas do ponto de interação do nêutron com o átomo de hidrogênio determinam-se os cossenos diretores das partículas espalhadas.

Chamando de α , β e γ os ângulos formados, respectivamente, entre a direção de incidência do nêutron e os eixos de coordenadas x, y e z tem-se que:

$$\alpha = 90^\circ \quad \text{ou} \quad \cos \alpha = 0$$

$$\beta = 180^\circ \quad \text{ou} \quad \cos \beta = -1$$

$$\gamma = 90^\circ \quad \text{ou} \quad \cos \gamma = 0$$

Então, efetuando-se a rotação das coordenadas utilizando as equações (3.18), (3.19) e (3.20) do subitem 3.12, obtém-se os cossenos diretores para o nêutron e para o próton após o espalhamento:

Nêutrons:

$$\cos \alpha' = \sin \Psi \sin \phi$$

$$\cos \beta' = -\cos \Psi$$

$$\cos \gamma' = -\sin \Psi \cos \phi$$

Prótons:

$$\cos \alpha'' = \sin \Psi_p \sin(\phi + \pi) \quad (3.31)$$

$$\cos \beta'' = -\cos \Psi_p \quad (3.32)$$

$$\cos \gamma'' = \sin \Psi_p \cos(\phi + \pi) \quad (3.33)$$

Portanto as equações que descrevem a trajetória do próton de recuo são:

$$X = X_0 + T \cos \alpha'' \quad (3.34)$$

$$Y = Y_0 + T \cos \beta'' \quad (3.35)$$

$$Z = Z_0 + T \cos \gamma'' \quad (3.36)$$

onde T é a distância percorrida pelo próton.

Os senos e cossenos dos ângulos polar e azimutal são determinados gerando-se um número aleatório Q das equações (3.15) e (3.16) do item 3.1.2.

3.2.6. DETERMINAÇÃO DAS COORDENADAS DO PONTO DE ENTRADA E SAÍDA DO PRÓTON NO VOLUME SENSÍVEL

As coordenadas do ponto de entrada e as de saída do próton no volume sensível do detetor são determinadas a partir das equações que descrevem a trajetória do próton.

Quando o próton de recuo entra e sai no volume sensível do detetor pela parede cilíndrica a condição

$$x^2 + y^2 = R_1^2 \quad (3.37)$$

deve ser satisfeita, onde R_1 é o raio do cilindro interno, visto na figura 3.4.

Então, substituindo (3.34), (3.35) em (3.37) obtém-se:

$$(X_0 + T \cos \alpha'')^2 + (Y_0 + T \cos \beta'')^2 = R_1^2$$

ou

$$T^2(\cos^2 \alpha'' + \cos^2 \beta'') + 2T(X_0 \cos \alpha'' + Y_0 \cos \beta'') + (X_0^2 + Y_0^2 - R_1^2) = 0$$

Resolvendo a equação em T, fazendo,

$$= 4(x_0 \cos \alpha'' + y_0 \cos \beta'')^2 - 4(\cos^2 \alpha'' + \cos^2 \beta'')(x_0^2 + y_0^2 - R_1^2)$$

tem-se:

$$T_1 = \frac{-2(x_0 \cos \alpha'' + y_0 \cos \beta'') + \sqrt{\Delta}}{2(\cos^2 \alpha'' + \cos^2 \beta'')}$$

e

$$T_2 = \frac{-2(x_0 \cos \alpha'' + y_0 \cos \beta'') - \sqrt{\Delta}}{2(\cos^2 \alpha'' + \cos^2 \beta'')}$$

A figura 3.7a ilustra estes pontos:

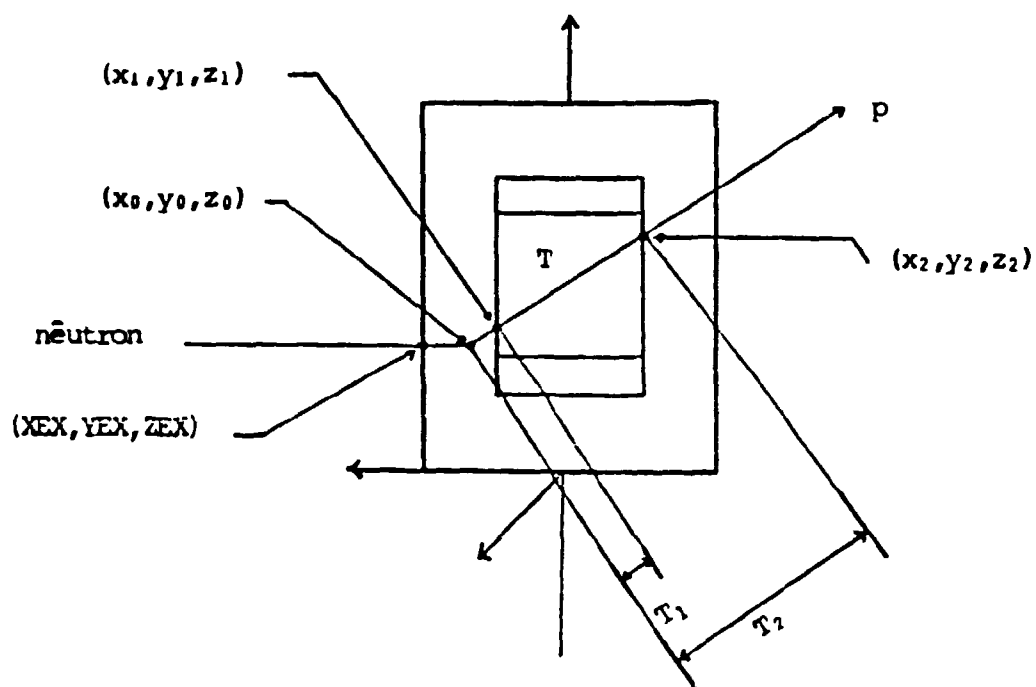


Figura 3.7a. Vista lateral do cilindro ilustrando os principais pontos de interesse para o cálculo de T_1 , T_2 , e T para prótons entrando pela face circular.

Quando o próton de recuo atravessa uma das bases do cilindro, ou ainda, ambas, os valores de T_1 , e T_2 são obtidos conforme ilustrado na figura 3.7b.

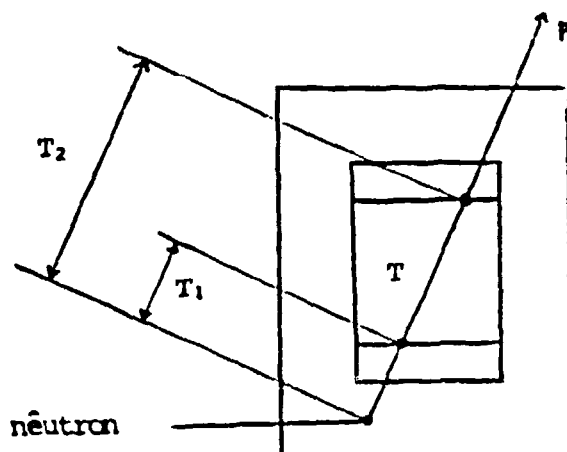


Figura 3.7b. Vista lateral do cilindro ilustrando T_1 , T_2 e T para prótons entrando pela superfície plana inferior.

Obtém-se T_1 fazendo:

$$(TCS - Z_0) = T_1 \cos \gamma'$$

ou

$$T_1 = (TCS - Z_0) / \cos \gamma'$$

Para T_2 tem-se:

$$(CHD - Z_0) = T_2 \cos \gamma'$$

ou

$$T_2 = (CHD - Z_0) / \cos \gamma'$$

Substituindo-se as equações de T_1 e T_2 de volta nas equações (3.34), (3.35) e (3.36) tem-se as coordenadas

dos pontos onde o próton entra e sai do volume sensível que são:

$$X_1 = X_0 + T_1 \cos \alpha'' \quad (3.38)$$

$$Y_1 = Y_0 + T_1 \cos \beta'' \quad (3.39)$$

$$Z_1 = Z_0 + T_1 \cos \gamma'' \quad (3.40)$$

e

$$X_2 = X_0 + T_2 \cos \alpha'' \quad (3.41)$$

$$Y_2 = Y_0 + T_2 \cos \beta'' \quad (3.42)$$

$$Z_2 = Z_0 + T_2 \cos \gamma'' \quad (3.43)$$

3.2.7. ENERGIA DO PRÓTON DE RECUO.

Determinou-se também a energia do próton de recuo gerado na interação nêutron-átomo de hidrogênio pela equação (3.17) dada no sub item 3.1.2.

Os cálculos da energia dissipada pelo próton na parede de polietileno foram efetuados a partir dos dados do poder de frenamento, dE/dx , apresentado na tabela 3.1.

Então, quando a energia inicial do próton for maior que a energia dissipada no polietileno considerou-se que o próton atravessa toda a extensão do volume sensível do detector com um traço de comprimento T .

Estes comprimentos de traços foram adequadamente armazenados em intervalos T e $T + dT$, obtendo-se $P(T)$ que é

TABELA 3.1 - ALCANCE DO PRÓTON NO POLIETILENO EM FUNÇÃO DA ENERGIA.

Energia (MeV)	Alcance (cm)
0,0	0,0
$0,1000 \cdot 10^{-2}$	$0,5086 \cdot 10^{-5}$
$0,2000 \cdot 10^{-2}$	$0,8591 \cdot 10^{-5}$
$0,5000 \cdot 10^{-2}$	$0,1667 \cdot 10^{-4}$
$0,1000 \cdot 10^{-1}$	$0,2613 \cdot 10^{-4}$
$0,2000 \cdot 10^{-1}$	$0,3946 \cdot 10^{-4}$
$0,5000 \cdot 10^{-1}$	$0,6946 \cdot 10^{-4}$
$0,1000 \cdot 10^0$	$0,1194 \cdot 10^{-3}$
$0,2000 \cdot 10^0$	$0,2323 \cdot 10^{-3}$
$0,5000 \cdot 10^0$	$0,7817 \cdot 10^{-3}$
$0,1000 \cdot 10^1$	$0,2204 \cdot 10^{-2}$
$0,2000 \cdot 10^1$	$0,7065 \cdot 10^{-2}$
$0,4000 \cdot 10^1$	$0,2312 \cdot 10^{-1}$
$0,6000 \cdot 10^1$	$0,4731 \cdot 10^{-1}$
$0,8000 \cdot 10^1$	$0,7957 \cdot 10^{-1}$
$0,1000 \cdot 10^2$	$0,1194 \cdot 10^0$
$0,1400 \cdot 10^2$	$0,2204 \cdot 10^0$
$0,1800 \cdot 10^2$	$0,3473 \cdot 10^0$
$0,2200 \cdot 10^2$	$0,5000 \cdot 10^0$

a função distribuição de traços ou o número de traços de um determinado comprimento distribuídos em todo o domínio de 0 a T_{max} , sendo comprimento máximo dos traços.

$$T_{max} = (D_1^2 + H_1^2)^{1/2} \quad (3.44)$$

sendo que D_1 é o diâmetro interno do cilindro e H_1 é a sua altura interna.

O programa PTRACK foi escrito em FORTRAN IV, e a sua execução num computador IBM/370 resultou na distribuição normalizada apresentada na figura 3.8.

3.3. DETERMINAÇÃO DO ESPECTRO DA TLE A PARTIR DAS MEDIDAS DE ALTURA DE PULSO.

Apresenta-se neste item o programa LETUNF desenvolvido para determinar o espectro da TLE ou $D(L)$, a partir da função $P(T)$ e do espectro da altura de pulso, $H(h)$, obtido pelo detetor de Hurst.

Foram efetuados ensaios teóricos com espectros de TLE conhecidos para verificar a funcionalidade do programa.

Apresenta-se também os equipamentos e os resultados obtidos das medidas experimentais realizadas.

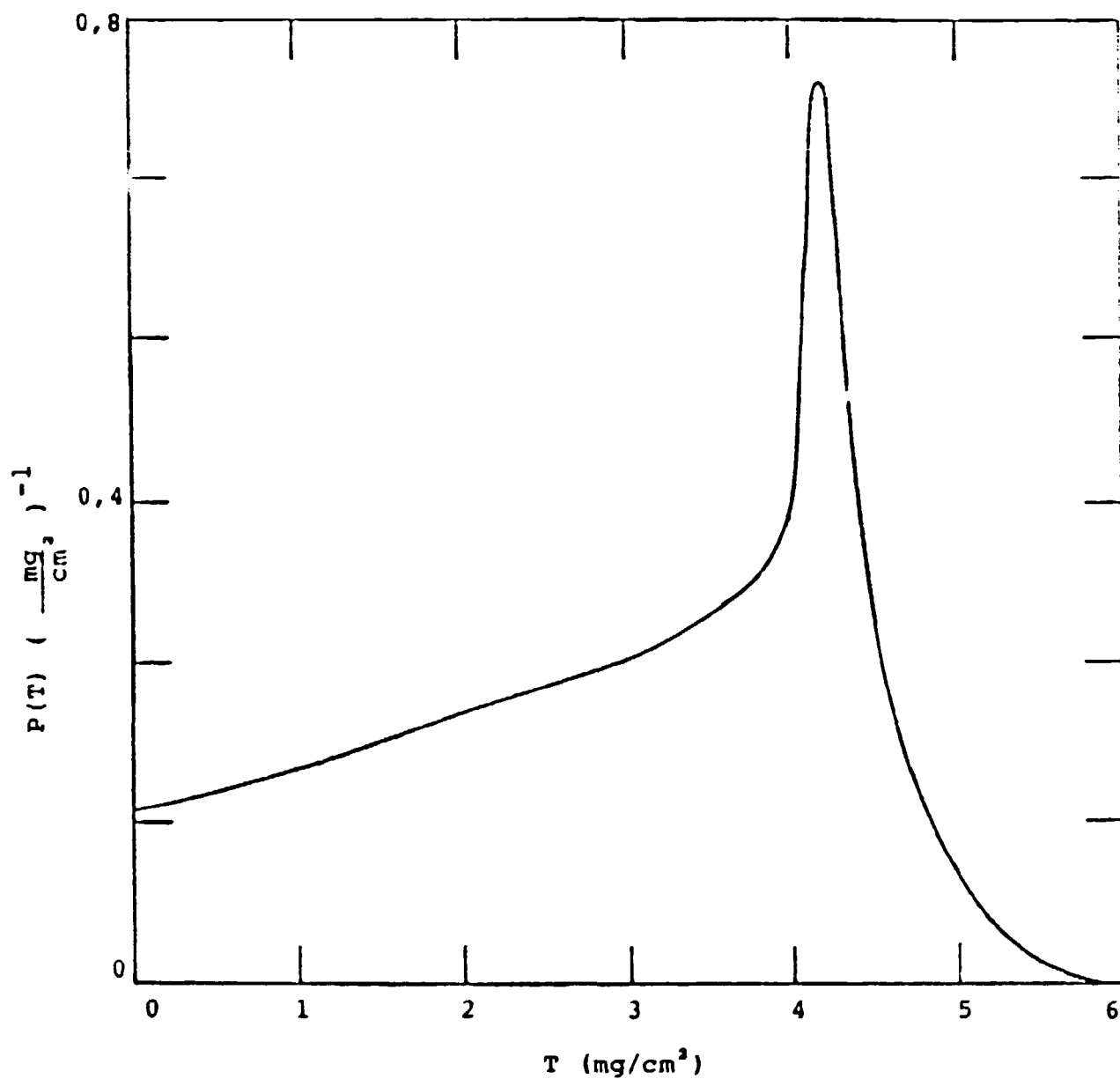


FIGURA 3.8 - FUNÇÃO DISTRIBUIÇÃO DOS COMPRIMENTOS DOS TRAÇOS NO VOLUME SENSÍVEL DO DETETOR DE HURST. PARA SE OBTER O COMPRIMENTO DO TRAÇO EM $\frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$, MULTIPLICAR T POR $4,37 \times 10^{-2} \frac{\text{mg}}{\text{cm}^3}$, QUE É A DENSIDADE DO GÁS A 1,9 cm Hg.

3.3.1. TEORIA PARA O PROGRAMA LETUNF.

Descreve-se a seguir a metodologia para a obtenção do espectro da TLE a partir do espectro da altura de pulso.

Conhecendo-se o espectro da altura de pulso $H(h)$ obtido com um contador proporcional que opera a baixa pressão de gás, e a distribuição $P(T)$ das partículas carregadas que atravessam o volume sensível do detetor, determina-se a distribuição $N(L)dL$ que representa o número relativo de partículas que tenha uma TLE entre L e $L+dL$.

A grandeza normalmente utilizada na prática é a dose relativa $D(L)dL$ liberada pelas partículas com TLE entre L e $L+dL$.

O método proposto para a obtenção da TLE, supõe que as partículas carregadas atravessam o volume sensível do detetor em linha reta, que toda a energia dissipada no volume é absorvida nela mesma e que L permanece constante em toda a extensão do traco T . Nestas condições a altura de pulso h é o produto de L pelo comprimento de traco no volume sensível do detetor ou:

$$h = T \times L \quad (3.45)$$

Estas suposições são válidas sob duas condições: a primeira é que a energia do nêutron seja suficientemente alta para que a maioria dos comprimentos dos traços das partículas carregadas sejam longas, comparadas com a dimensão e o volume sensível do detetor, e a segunda é que o poder de frenamento das partículas ao longo do maior traco seja suficientemente grande, de modo que a flutuação

provocada pela perda de energia ao longo do traço possa ser desprezada.

A solução do problema de levantar $N(L)$ a partir de $H(h)$ e $P(T)$ é matematicamente equivalente à resolução da equação integral de convolução.

Define-se⁽⁴⁵⁾ inicialmente a distribuição acumulada para a função densidade $H(h)$ como sendo $S(h)$. Então $S(h)$ representa a probabilidade que a altura de pulso h , resultante da energia depositada pela partícula ao longo do traço, seja menor ou igual a h .

Então:

$$S(h) = \int_0^{\infty} N(L)P(T)dL \quad (3.45)$$

Da equação (3.45) tem-se:

$$T = h/L$$

e

$$S(h) = \int_0^{\infty} N(L)P(h/L)dL$$

Portanto, derivando-se $S(h)$ em h obtém-se o espectro da altura de pulso:

$$H(h) = dS(h)/dh = \int_0^{\infty} N(L)P(h/L)dL/L \quad (3.47)$$

Efetuando-se as substituições $L=e^u$ e $h=e^v$, tem-se que:

$$dL/L = du$$

e

$$P(h/L) = P(e^{v-u})$$

Portanto a equação (3.47) torna-se:

$$H(e^v) = \int P(e^v - u)N(e^u)du$$

ou

$$H'(v) = \int P'(v-u)h'(u)du \quad (3.48)$$

Desta forma obtém-se $N(L)$ resolvendo a integral dado na equação (3.47) ou (3.48).

Determina-se, pelo Método de Monte Carlo, fazendo uso de um processo iterativo de $P(T)$ e $H(h)$.

3.3.2. PROGRAMA LETUNF.

O programa de Monte Carlo, LETUNF, foi escrito em linguagem FORTRAN IV, para determinar a distribuição $N(L)$ por um método iterativo.

A distribuição $P(T)$ é determinada de acordo com o procedimento descrito no item 3.2 e é fornecida como dado de entrada para o presente programa. Alternativamente, pode-se gerar diretamente $P(T)$ inserindo o programa PTRACK como uma subrotina.

A distribuição $H(h)$ que representa o espectro da altura de pulso experimental, também deve ser fornecido pelo usuário.

Todas as distribuições, $N(L)$, $P(T)$ e $H(h)$ são normalizadas para uma área unitária, quando integradas sobre o domínio dos valores do argumento.

Pode-se dar início ao processo iterativo a partir de uma expectativa da distribuição de $N(L)$. Entretanto, não havendo nenhum conhecimento do espectro de transferência linear de energia, calcula-se o espectro de altura de pulso $H_1(h)$, que resulta de uma distribuição plana $N(L)$ com L variando de 0 a L_{\max} , conforme ilustrado na figura 3.9.

Da equação (3.45) o valor de L_{\max} é obtido fazendo

$$L_{\max} = h_{\max}/T_{\max}$$

onde L_{\max} é o valor máximo da altura de pulso e T_{\max} é a corda máxima obtida pela equação (3.44) do item 3.2.

Em seguida gera-se a distribuição $P(T)$ de acordo com o programa PTRACK, do item anterior. Então determinam-se os comprimentos de K cordas que são armazenadas na memória do computador.

Posteriormente, para cada um dos K comprimentos das cordas T_j associa-se um valor L_j de L , escolhida aleatoriamente da distribuição plana, de modo que todos os valores de 0 a L_{\max} são igualmente prováveis.

Determina-se então as K quantidades $H_j = L_j \cdot T_j$ e armazena-se juntamente com os K valores de L_j na memória do computador.

Assim os valores de h_j , gerados a partir da distribuição $P(T)$ e da distribuição plana da TLE, $N_1(L)$, determinam a distribuição $H_1(h)$ das alturas de pulso, como se observa na figura 3.9.

Posteriormente, para cada intervalo i da distribuição $H(h)$ determina-se a razão $C_i = (H(h)/H_1(h))_i$ a partir do valor médio do espectro da altura de pulso

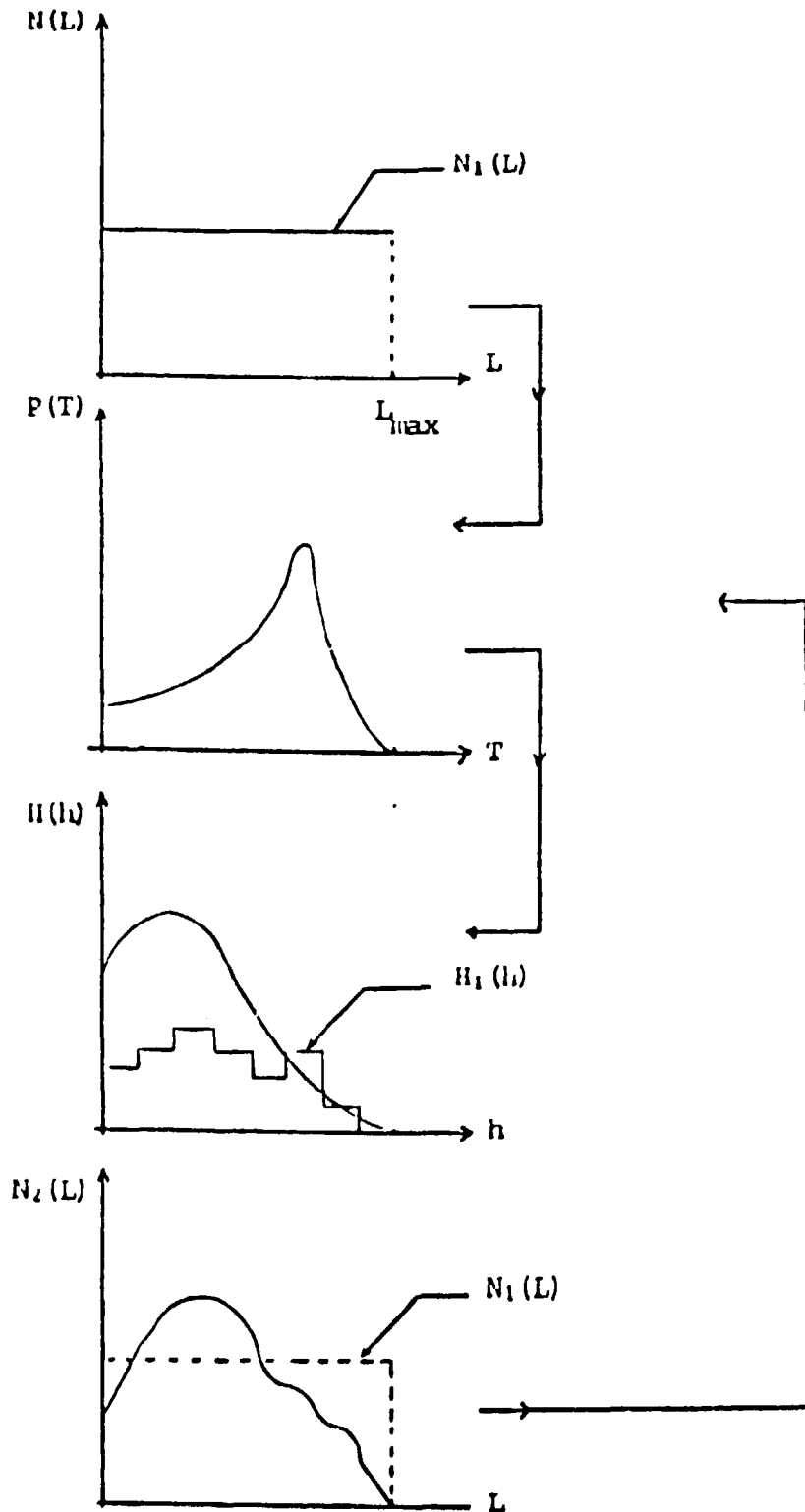


FIGURA 3.9 - FIGURA ESQUEMATIZANDO A SEQUÊNCIA DO PROCESSO ITERATIVO PARTINDO DA DISTRIBUIÇÃO PLANA $N_1(L)$. $P(T)$ É A DISTRIBUIÇÃO DE TRAÇOS T E $H(h)$ E $H_1(h)$ SÃO RESPECTIVAMENTE O ESPECTRO DA ALTURA DE PULSO FORNECIDO E CALCULADO. $N_2(L)$ É A DISTRIBUIÇÃO DA TLE OBTIDA NA 1.^a ITERAÇÃO.

conhecido para o intervalo em questão e o valor de $H_1(h)$ obtido.

Este valor de C_i atua como um fator de correção para a função $N(L)$ ajustando-o para a próxima iteração.

Então gera-se nova distribuição de TLE, $N_2(L)$, somando a cada valor L_j , no intervalo i a razão C_i em vez da unidade .

A partir da distribuição N_2 associa-se um valor L_j de L amostrado desta distribuição, para cada um dos K comprimentos das cordas T_j e determina-se $h_j=L_j.T_j$. Obtém-se então a distribuição $H_2(h)$, a razão C_2 e a nova distribuição $N_3(L)$. O procedimento é então repetido com $N_3(L)$, $N_4(L)$, ..., $N_n(L)$.

Este procedimento leva à distribuição $N(L)$, que em combinação com $P(T)$ gera o espectro da altura de pulso $H(h)$ dentro das limitações estatísticas.

Elucidando o procedimento, fixa-se uma TLE. L_0 . entre L e $L + dL$, veja-se a figura 3.10(a), que quando multiplicado pelos valores de T da distribuição de $P(T)$, figura 3.10(b), gera a contribuição dH em $H(h)$ que tem a forma da distribuição de $P(T)$, conforme ilustrada na figura 3.10(c).

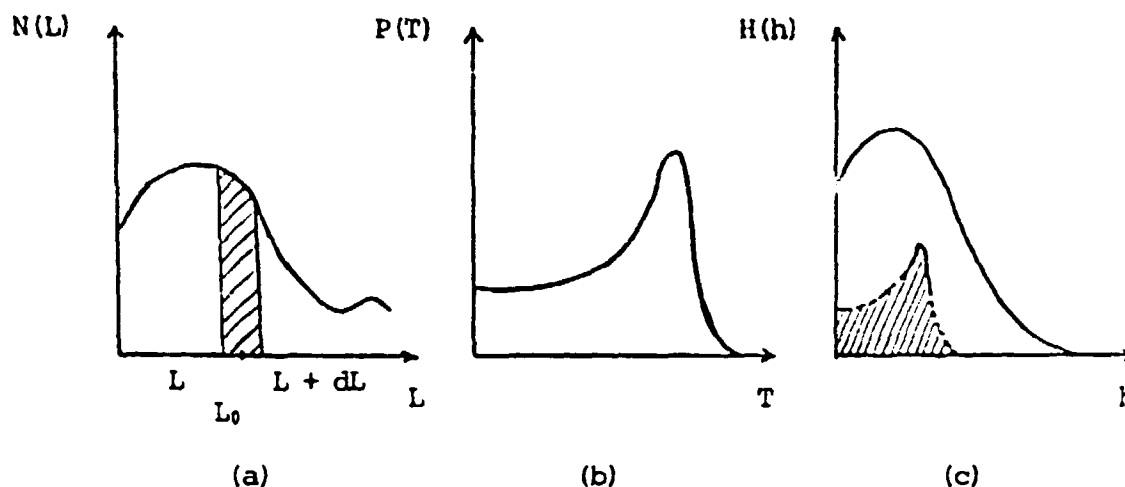


Figura 3.10. Diagrama explicativo para obtenção de $H(h)$.

Para monitorar a convergência do procedimento de iteração, determina-se em cada estágio a soma dos resíduos, expressa por:

$$(\text{resíduo})_1 = \sum_i (H - H_0)_i^2$$

que representa a soma dos quadrados da diferença entre os valores médios do espectro de altura de pulso fornecido (experimental) e o calculado.

A distribuição da dose relativa, $D(L)dL$, para partículas tendo TLE entre L e $L+dL$ é expressa por:

$$D(L)dL = LN(L)dL$$

integrando,

$$D(L) = \int_{L_{\min}}^{L_{\max}} L N(L) dL$$

Para a presente metodologia:

$$D_1(L) = L_1 N_1(L) \quad (3.49)$$

$$D(L) = \sum_{i=1}^K L_i N_i(L) \quad (3.50)$$

Este programa foi avaliado num caso simulado, apresentado a seguir.

3.3.3. EXECUÇÃO DO PROGRAMA LETUNF PARA UM CASO SIMULADO.

Efetuuou-se um teste do programa LETUNF para um feixe paralelo de nêutrons de 1 MeV incidindo na superfície cilíndrica do detetor de Hurst.

Determinou-se inicialmente a distribuição $P(T)$ com o programa PTRACK, cujo espectro é apresentado na figura 3.8.

Em seguida de uma distribuição conhecida de $N(L)$ apresentada por Biavatti⁽⁴⁾ para nêutrons de 1 MeV, reproduzida na figura 3.12, calculou-se o espectro $H(h)$. Este foi determinada associando para cada um dos K comprimentos das cordas T_j um valor L_j de L amostrado da distribuição $N(L)$, dada por Biavatti⁽⁴⁾, obtendo-se, então, $h_j = L_j \cdot T_j$. O espectro $H(h)$ assim obtido está ilustrado na figura 3.11.

Portanto as hipóteses para a simulação do programa LETUNF são formuladas como segue:

Supõe-se que o espectro da altura de pulso, $H(h)$, seja obtida experimentalmente e pretende-se determinar a distribuição desconhecida $N(L)$, utilizando a distribuição $P(T)$.

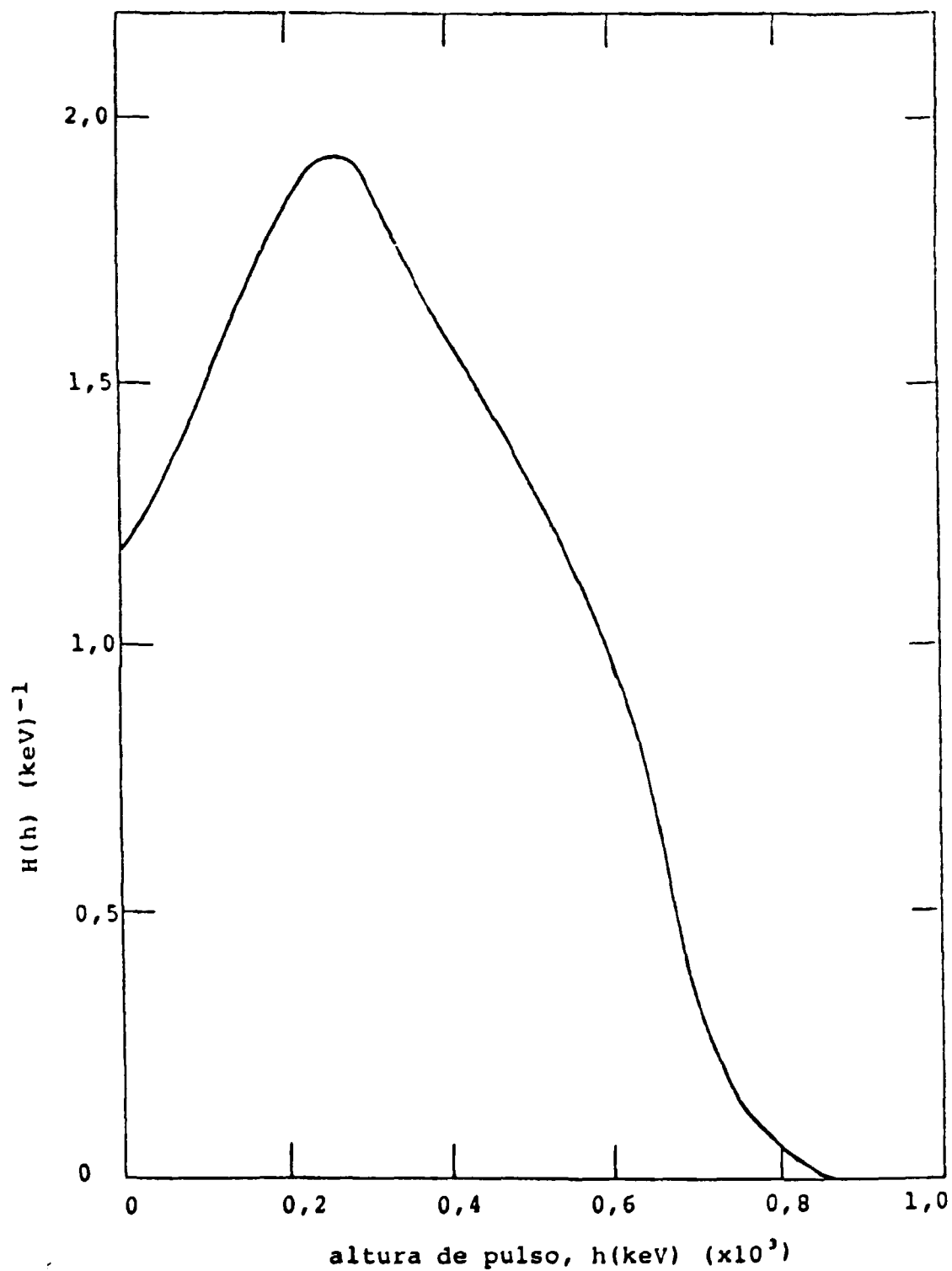


FIGURA 3.11 - ESPECTRO DA ALTURA DE PULSO OBTIDO DOS DADOS DE BIAVATTI (4) PARA NÊUTRONS DE 1,0 MeV.

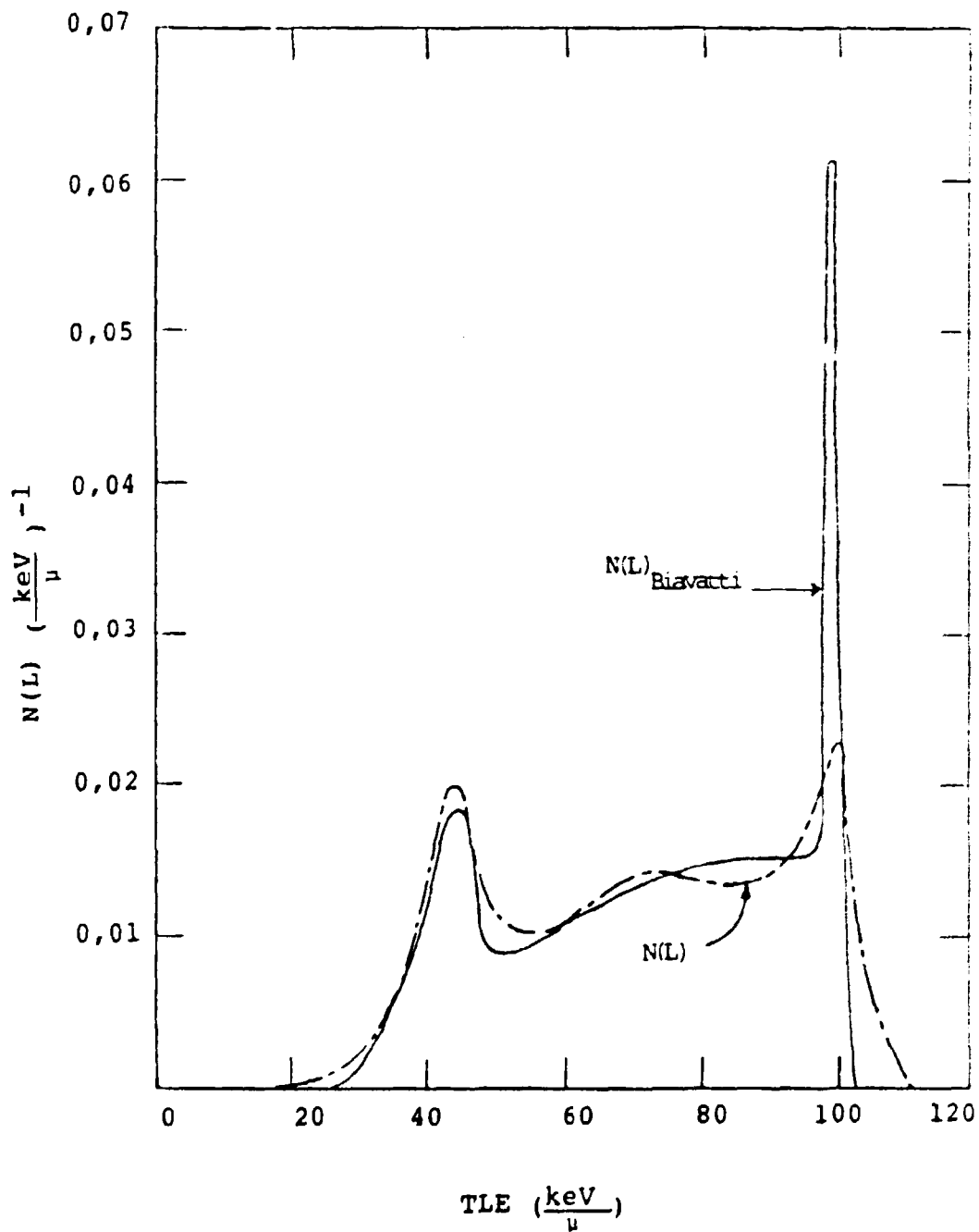


FIGURA 3.12 - ESPECTRO DE DISTRIBUIÇÃO DO NÚMERO DE PARTÍCULAS, $N(L)$, COM TLE ENTRE L E $L+dL$ OBTIDA PARA NEÚTRONS DE 1 MeV.

Executou-se o programa LETUNF, considerando $H(h)$ e $P(T)$ das figuras 3.11 e 3.8, respectivamente para $K=30.000$ eventos.

O processo de iteração foi iniciado com uma distribuição $N(L)$ plana, conforme visto na figura 3.9 e encontrou-se o menor residuo na vigésima iteração.

A distribuição $N(L)$ obtida está apresentada na figura 3.12, juntamente com o espectro $N_{Bisavatti}(L)$ utilizada para calcular $H(h)$.

3.4. ARRANJO EXPERIMENTAL E DETERMINAÇÃO DE $D(L)$ A PARTIR DE DADOS EXPERIMENTAIS.

3.4.1. SISTEMA DE DETECÇÃO

Os equipamentos utilizados, juntamente com o detetor Hurst, estão listados na tabela 3.2.

Estes equipamentos foram ligados ao detetor de Hurst e interligados conforme mostrado na figura 3.13.

Tabela 3.2. Equipamentos utilizados na medida do espectro da altura de pulso com o detetor de Hurst.

Equipamento	Fabricante/Modelo
Detetor de Hurst	ORNL, I&C Division
Pré-amplificador	ORTEC, modelo 109 PC
Amplificador	ORTEC (EG&G) modelo 571
Fonte de alta tensão	TENNELEC, modelo TC 951
Power supply	ORTEC (EG&G), modelo 115
Power supply	TENNELEC, modelo TC 910
Analizador multicanal	TRACOR-NORTHERN, modelo TN 1706
Gerador de pulso	ORNL, I&C Division
Divisor de Voltagem	ORNL, I&C Division
Cabo para Alta Voltagem	ORTEC, modelo RG 59
Cabo para sinal	ORTEC, modelo RG 62

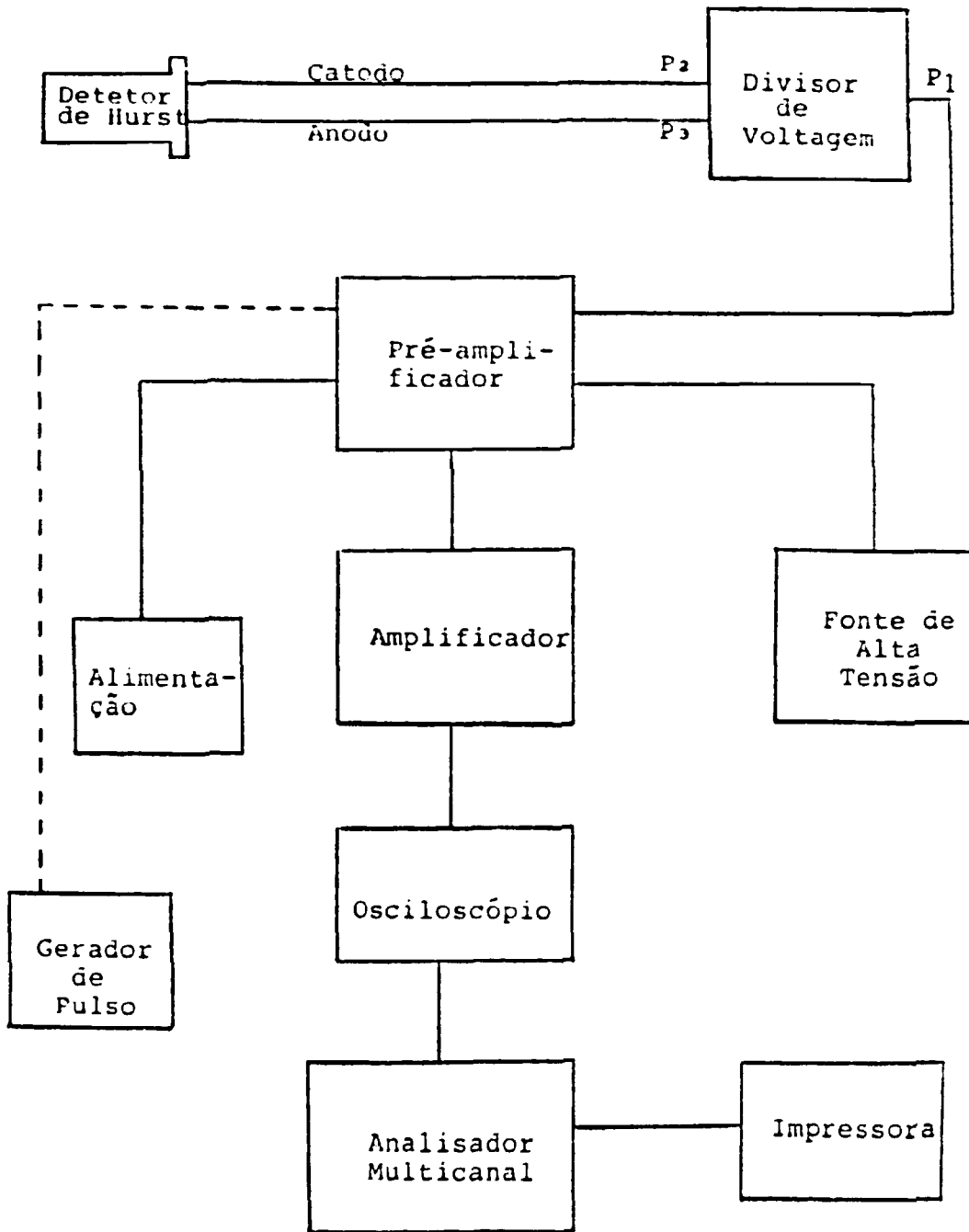


FIGURA 3.13 - DIAGRAMA DE CONECÇÃO DO DETETOR DE HURST.

3.4.2. CALIBRAÇÃO COM FONTE DE ^{241}Am .

Efetuuou-se algumas medições preliminares para determinar a tensão, amplitude de ganho e constante de tempo para se obter uma melhor resolução na altura de pulso.

Os valores encontrados foram: tensão 900 V, amplitude de ganho 0,60 x 50, e constante de tempo 1.0 μs .

O resultado da altura de pulso obtido para a fonte de ^{241}Am é apresentada na figura 3.14, sendo que o pico da distribuição encontra-se no canal 51.

A fonte de ^{241}Am emite partículas alfa de 5.49 MeV com 85% de rendimento e de 5,44 MeV com 13%⁽²²⁾ a energia média calculada é de 5,48 MeV.

Sabe-se que no detetor de Hurst, que opera a baixa pressão de gás nem toda a energia destas partículas alfa são completamente depositadas no seu volume sensível. A energia depositada por estas partículas foram calculadas a partir dos dados do poder de frenamento das partículas alfa no gás ciclopropano, C_3H_6 , obtido da literatura⁽⁵⁸⁾ e corrigidos para a pressão e temperatura de operação do detetor que é de 0,025 atmosferas a 20 °C.

Do projeto de construção da fonte de calibração no detetor de Hurst, considerou-se que a maior distância percorrida pela partícula alfa no volume sensível é o diâmetro interno D_1 .

Portanto, a energia depositada no gás é obtida fazendo

$$E = (dE/dx)_{\text{gas}} \times D_1$$

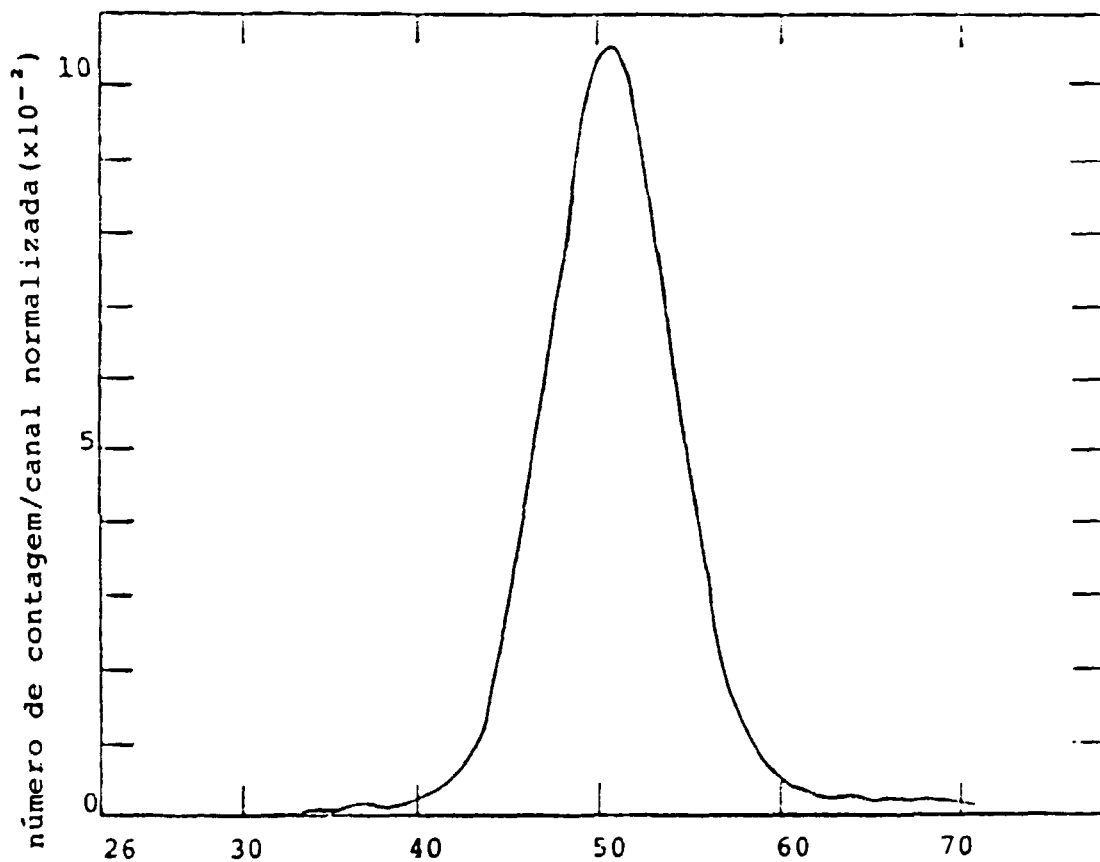


FIGURA 3.14 - ESPECTRO DA ALTURA DE PULSO DE UMA FONTE DE ^{241}Am , UTILIZADA PARA CALIBRAÇÃO DO DETETOR DE HURST.

obteve-se

$$E = 198,5 \text{ keV.}$$

Estes cálculos encontram-se no Apêndice.

A calibração da largura dos canais, utilizados na obtenção do espectro da altura de pulso em função da energia, foi obtida dividindo a energia máxima depositada pela partícula alfa pelo número do canal onde aparece o pico. Obteve-se então,

$$\text{fator de calibração} = 3,89 \text{ keV/canal}$$

A resolução, R, foi encontrada tomando-se a largura da distribuição $H(h)$ à meia altura onde se localiza o pico desta distribuição dividido pela energia em que o mesmo se localiza, ou

$$R = (H(h) / 2) / h_{\text{pico}} = 31,1 / 198,4 = 15,7\%$$

3.4.3. ARRANJO EXPERIMENTAL

Foi montado um arranjo experimental simples para determinar a $D(L)$ de uma fonte de ^{252}Cf com taxa de desintegração de aproximadamente 10^7 nêutrons por segundo, expondo-se lateralmente o detetor de Hurst a uma distância de 20 cm. A fonte e o detetor foram posicionados a 1,5 m de altura do piso, para minimizar a influência da radiação espalhada, conforme ilustrado na figura 3.15.

Foi tomada uma distância próxima fonte-detetor para evitar que os nêutrons da fonte de califórnio sofressem moderação no ar, que possui baixo número atômico.

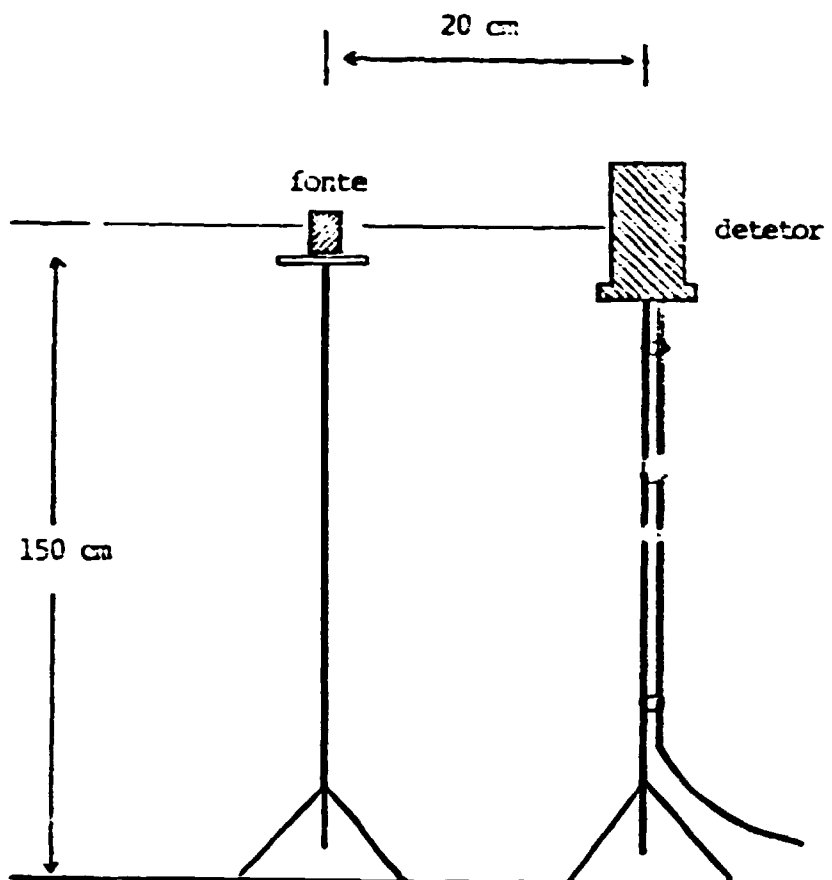


Figura 3.15 Arranjo experimental para efetuar a medida do espectro da altura de pulso com o detetor de Hurst

3.4.4. MEDIDAS DO ESPECTRO DA ALTURA DE PULSO, $H(H)$

As condições de operação são as mesmas que foram utilizadas para a calibração do sistema com a fonte de ^{241}Am .

A medida de $H(h)$ foram realizadas com 200 canais de contagens nas a partir do 68º canal as contagens eram

muito pequenas ou iguais a zero. Em vista disso as leituras dos canais restantes foram desprezadas, bem como aquelas dos primeiros 12 canais pois a contribuição causada por ruídos eletrônicos e pela presença da radiação gama era muito alta mascarando o resultado.

Utilizou-se o fator de calibração 3.89 keV/canal conforme obtido no item anterior. equação 3.51, encontrando-se para a altura de pulso máxima 264 keV.

Este espectro da altura de pulso foi normalizada para a área unitária e o resultado é apresentado na figura 3.16.

3.4.5. DETERMINAÇÃO DE N(L) E D(L).

Inicialmente os dados a serem utilizados foram transformados em unidades mais convenientes e usuais em microdosimetria e dosimetria.

O comprimento dos traços, T, é expresso em unidades de [mg/cm²] que é obtido multiplicando-se o comprimento em [cm] pela densidade do gás que é de 0,0437 mg/cm³. Isto torna o comprimento do traço independente da densidade do meio facilitando os cálculos. A altura de pulso é apresentada diretamente em [keV], e a TLE é expressa em [keV. cm²/mg] no gás, obtida da relação $h = L \times T$.

Sabe-se pelo princípio de Bragg-Gray⁽⁵⁸⁾, que se um pequeno elemento de volume de gás é inserido em um meio

sólido existe uma relação entre a energia dissipada pela partícula carregada no gás e no meio sólido expressa por:

$$\frac{E_{\text{gás}}}{E_{\text{mat}}} = \frac{(dE/dx)_{\text{gás}}}{(dE/dx)_{\text{mat}}} = \frac{S_{\text{gás}}}{S_{\text{mat}}}$$

desde que sejam satisfeitas as condições mencionadas em 3.2.1.

No detetor de Hurst o gás e a camada de polietileno foram escolhidos apropriadamente para que a composição de ambos fossem equivalentes ao do tecido humano, então, a dose absorvida no gás e a dose no polietileno correspondem ambas a doses absorvidas no tecido.

Utilizando-se o espectro da altura de pulso experimental da figura 3.18 e a distribuição $P(T)$ dada na figura 3.8, determinou-se inicialmente, o espectro $N(L)$ representada na figura 3.17. A partir deste fazendo uso da equação 3.4.9, apresentada no item 3.3.2, obteve-se o espectro da $D(L)$ ilustrada na figura 3.18.

Este resultado representa a distribuição $D(L)$ no meio equivalente ao tecido humano, isto é, a água de densidade 1 g/cm^3 . A unidade utilizada para $D(L)$ é $[\mu\text{m/keV}]$ em virtude de ter usado a TLE em $[\text{keV}/\mu\text{m}]$.

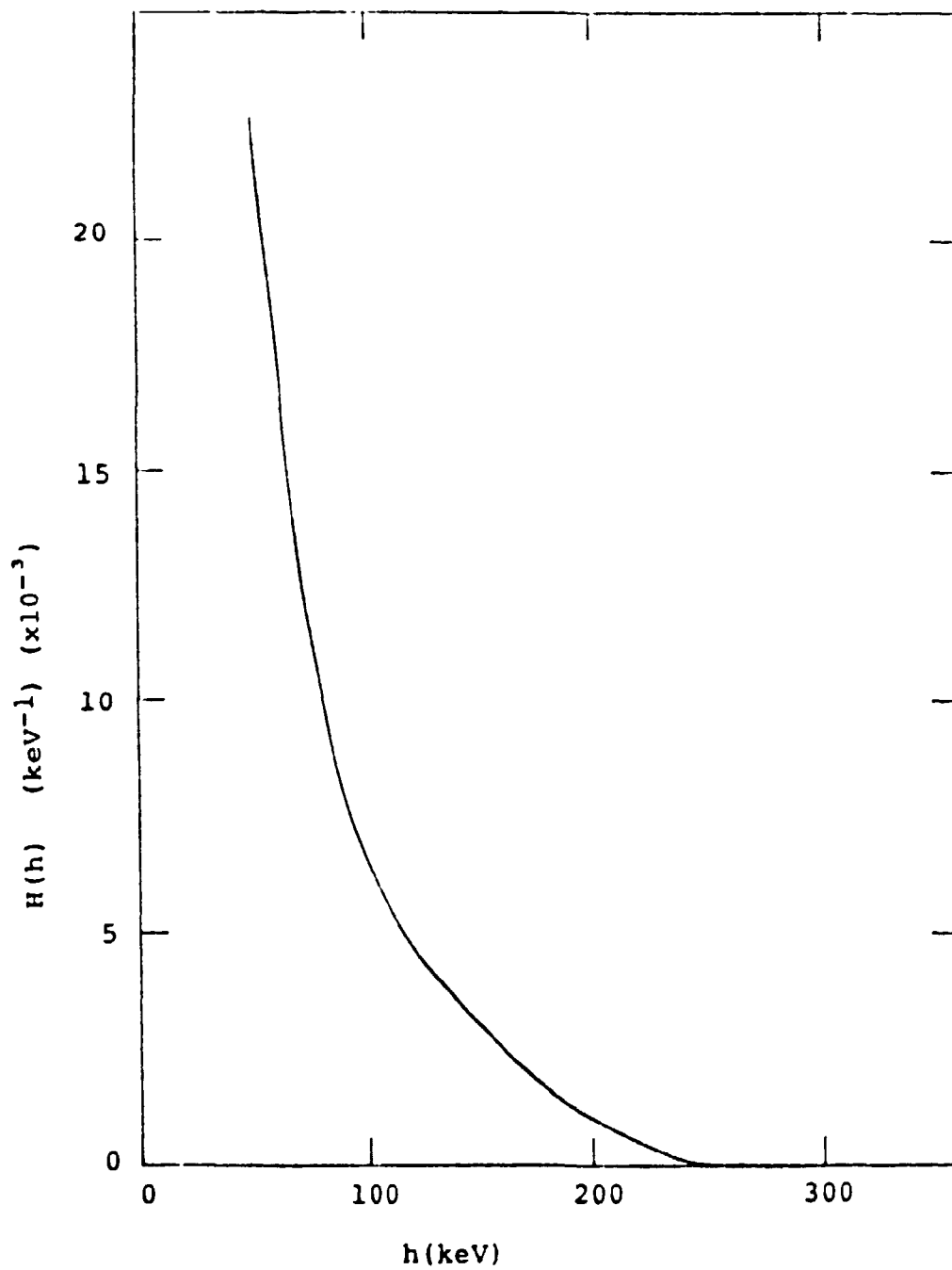


FIGURA 3.16 - ESPECTRO DA ALTURA DE PULSO OBTIDO COM O DETECTOR DE HURST PARA UMA FONTE DE ^{252}Cf .

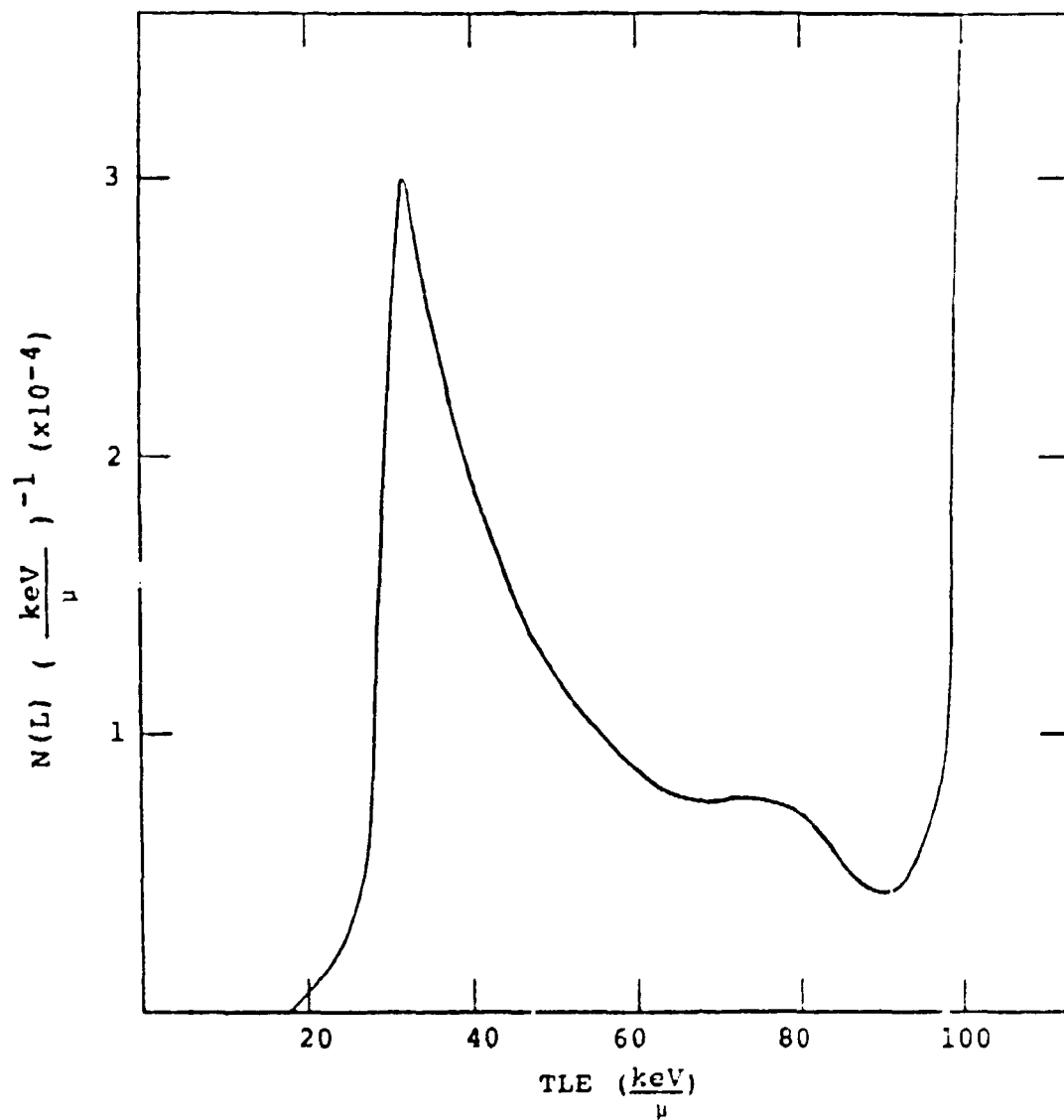


FIGURA 3.17 - ESPECTRO DO NÚMERO RELATIVO DE PARTÍCULAS COM TLE ENTRE L E L+dL.

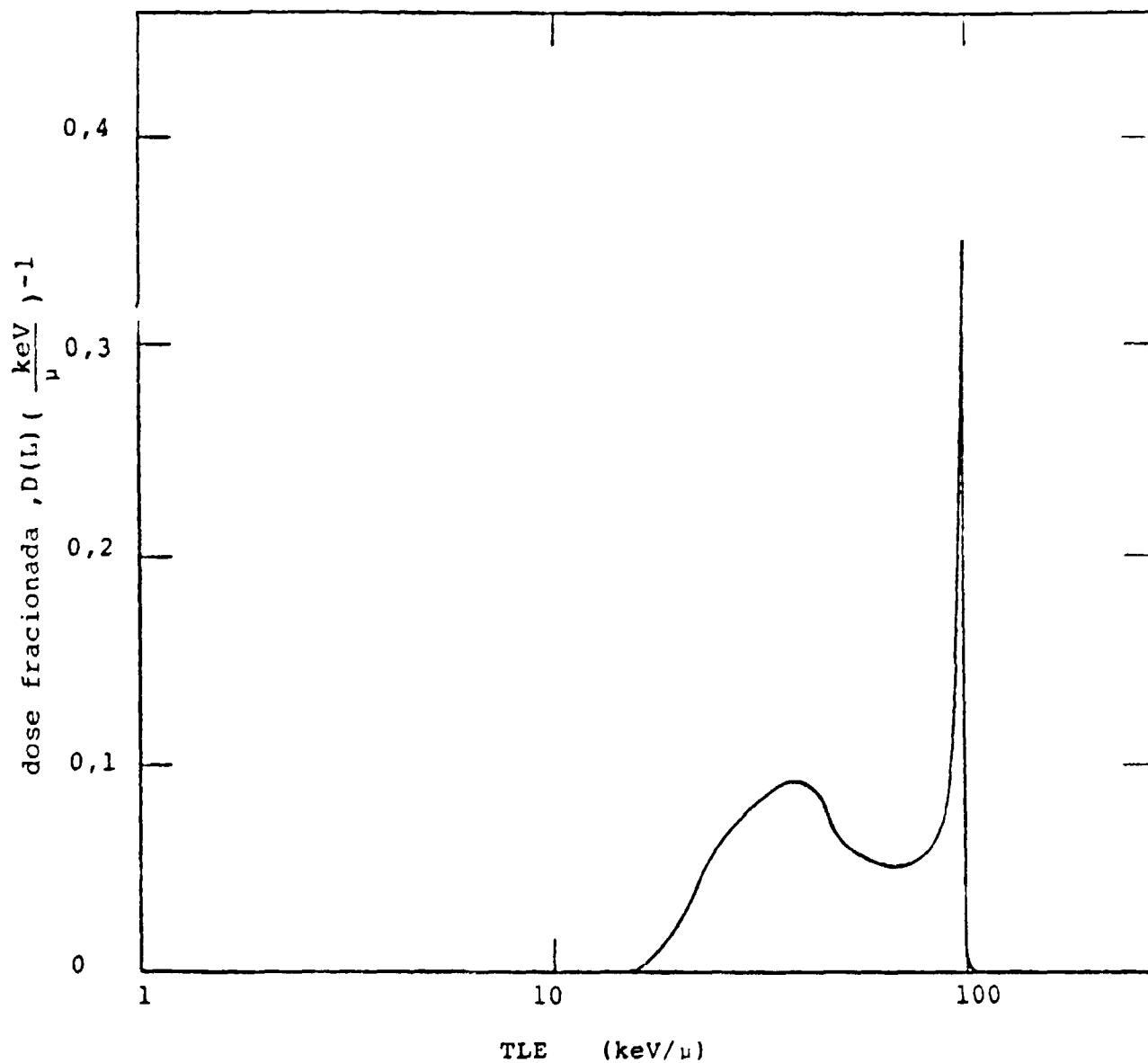


FIGURA 3.18 - ESPECTRO DE $D(L)$, OBTIDO PELO PROGRAMA LETUNF, PARA UMA FONTE ^{252}Cf .

4. DISCUSSÃO DOS RESULTADOS

Apresenta-se nesse capítulo as discussões referentes aos estudos realizados para fótons no item 4.1 e para os nêutrons no item 4.2.

4.1. FÓTONS

4.1.1. COMPARAÇÃO COM OUTROS TRABALHOS

Como uma avaliação do presente cálculo, os resultados obtidos com o programa PHOEL-3 foram comparados com aqueles apresentados por Cormack e Johns⁽¹¹⁾, para fótons de energia de até 25 MeV.

As avaliações foram efetuadas para fótons de 70 keV, 220 keV e 25 MeV; sendo que as comparações podem ser efetuadas diretamente entre os valores apresentados nos dois estudos.

A figura 4.1 apresenta um histograma para fótons de 70 keV, com os resultados obtidos pelo presente trabalho e o de Cormack e Johns⁽¹¹⁾.

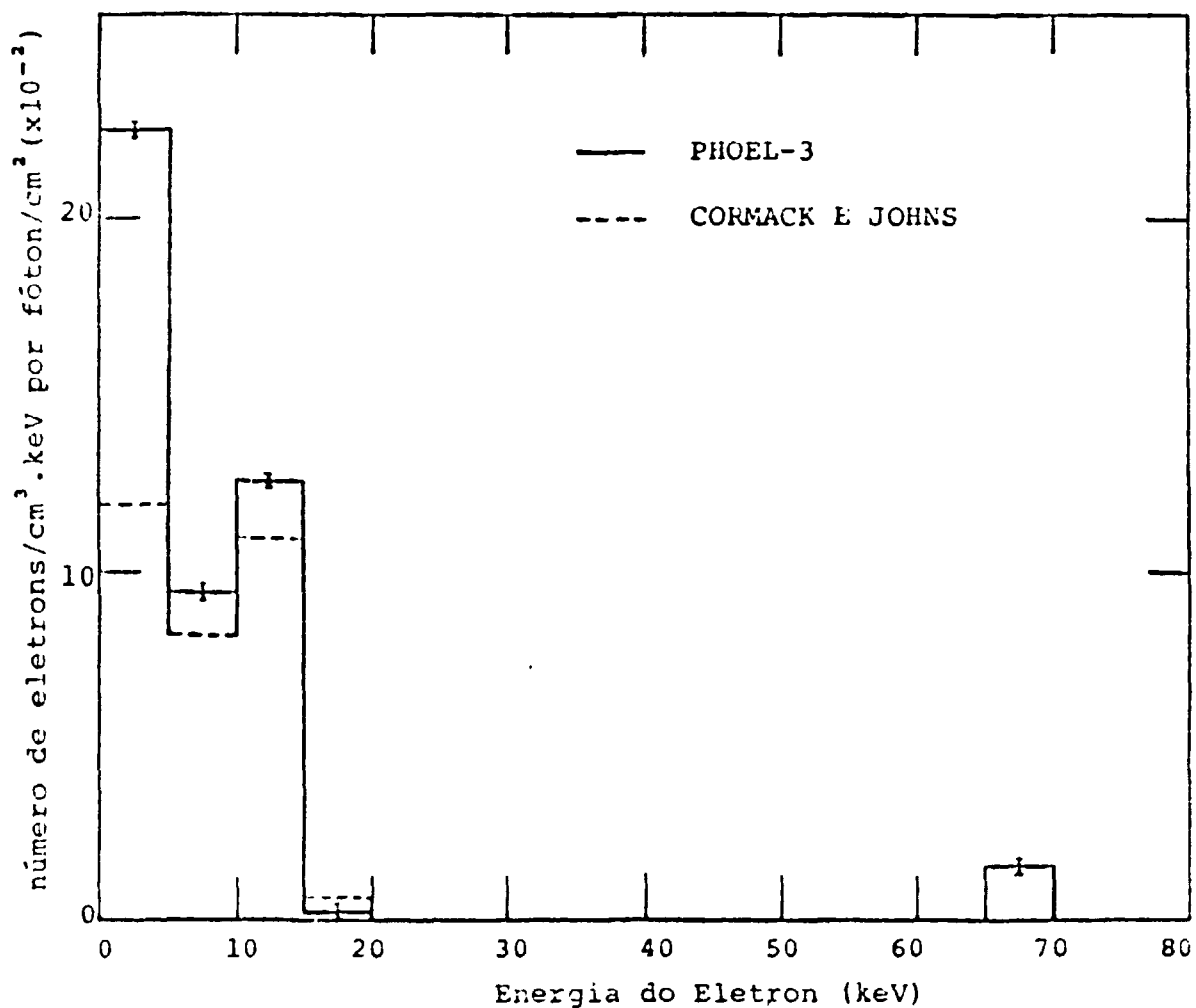


FIGURA 4.1 - DISTRIBUIÇÃO DAS ENERGIAS INICIAIS DOS ELETRONS NA ÁGUA OBTIDO COM PHOEL-3 PARA FÓTONS DE 70 keV NA ÁGUA. A LINHA TRACEJADA REPRESENTA OS VALORES OBTIDOS DE CORMACK E JOHNS PARA ELETRONS COMPTON. A LINHA SÓLIDA SÃO AQUELES OBTIDOS COM O PHOEL-3, INCLUINDO OS ELETRONS AUGER E OS FOTOELETRONS.

Para fótons de 70 keV, observa-se que os resultados são concordantes considerando as flutuações estatísticas discutidas no item 2.3.3.

A presença dos elétrons Auger e de fotoelétrons que não foram considerados por Cormack e Johns⁽¹¹⁾ são observados, respectivamente, no intervalo de energia de 0 a 5 keV e de 65 a 70 keV.

Os elétrons Auger, presentes no intervalo de energia de 0 a 5 keV são os resultantes das interações do efeito fotoelétrico e de 20% das interações Compton, na camada K do oxigênio.

Na figura 4.2 são apresentados os resultados comparativos para fótons de 220 keV, observando que os resultados são plenamente satisfatórios dentro das variações estatísticas apresentadas no item 2.3.3. A distribuição dos elétrons desta figura são exclusivamente devido a contribuições de espalhamento Compton, sendo que os elétrons Auger também estão presentes na faixa de energia de 0 a 5 keV.

A figura 4.3 mostra o histograma comparando os resultados para fótons de 25 MeV.

Observa-se nesta figura que os resultados da distribuição das energias iniciais dos elétrons e pósitrons obtidos no presente trabalho são ligeiramente superiores que o de Cormack e Johns⁽¹¹⁾, que podem ser atribuídos, principalmente, à inclusão da produção de tripletos.

A consideração da produção de tripletos aumenta a seção de choque para a produção de pares de cerca de 10% para fótons de 25 MeV na água e inclui também a presença dos

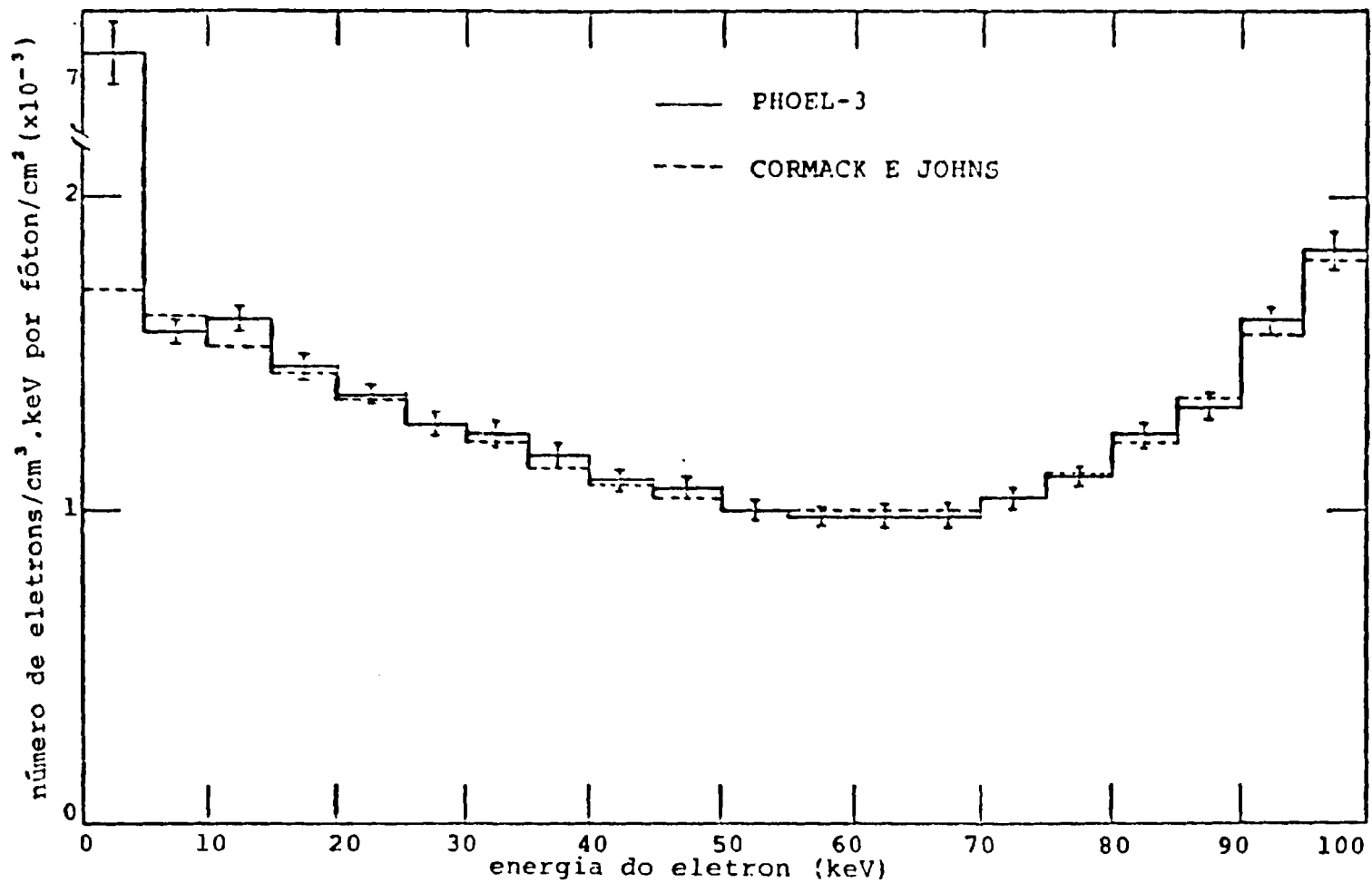


FIGURA 4.2 - DADOS COMPARATIVOS ENTRE AS DISTRIBUIÇÕES DAS ENERGIAS DOS ELETRONS INICIAIS COMPTON NA ÁGUA PARA FÓTONS DE 220 keV, OBTIDOS COM PHOEL-3 E OS DE CORMACK E JOHNS.

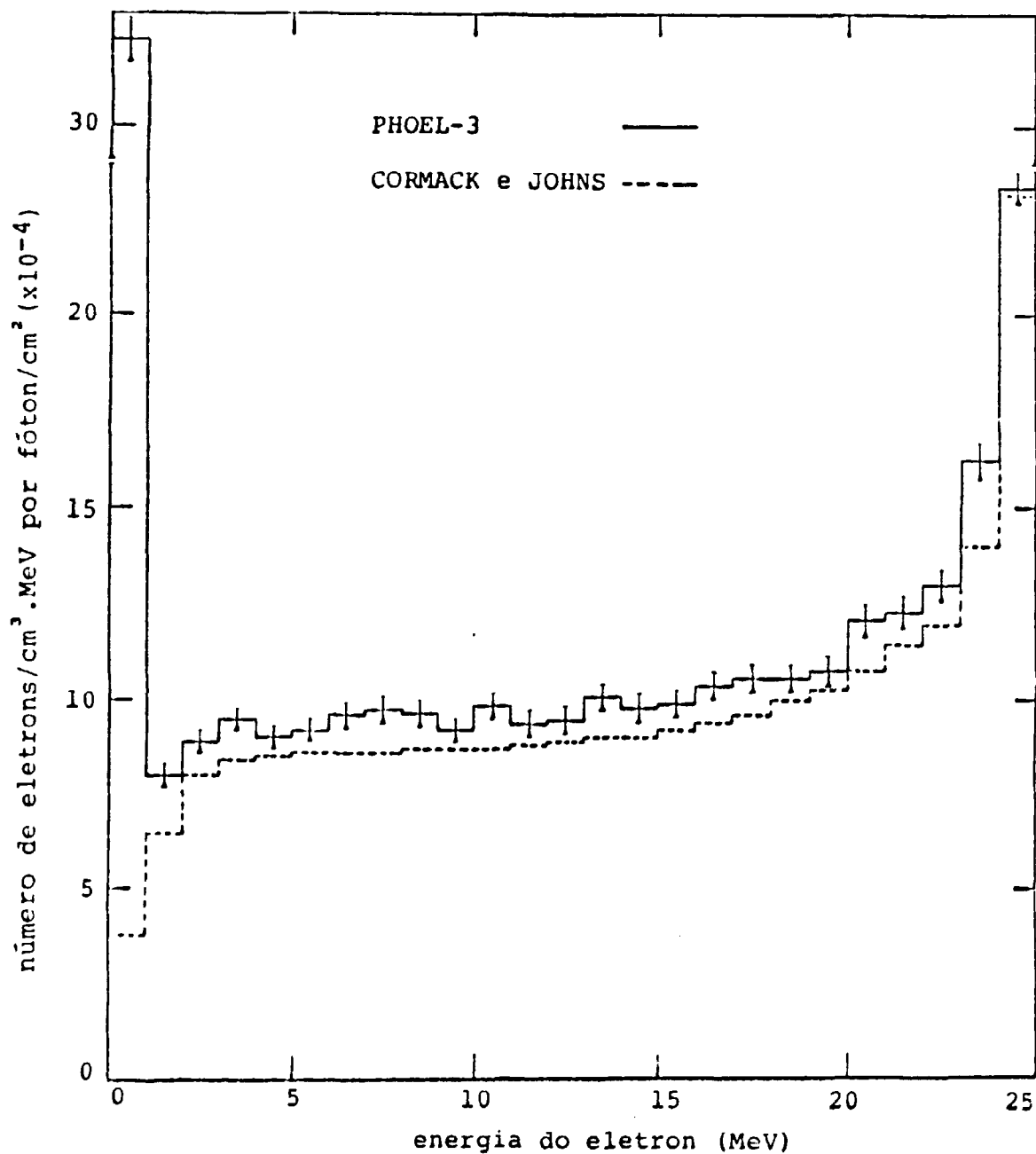


FIGURA 4.3 - DISTRIBUIÇÃO DAS ENERGIAS INICIAIS DO NÚMERO TOTAL DE ELETRONS E POSITRONS NA ÁGUA PRODUZIDOS POR FÓTONS DE 25 MeV COMPARANDO OS RESULTADOS DE PHOEL-3 E DE CORMACK E JOHNS.

elétrons atômicos de recuo que contribuem principalmente para o número relativo de elétrons de baixa energia.

Os elétrons Auger proveniente das interações Comptons na camada K do oxigênio estão presentes no intervalo de energia de 0 a 1 MeV.

A comparação dos resultados demonstram uma boa concordância dentro das flutuações estatísticas, sendo observado como esperado, que as diferenças são maiores para fótons de 25 MeV.

Para fótons de energia maiores que 25 MeV não são disponíveis dados para efetuar-se comparações diretas, entretanto, como observado torna-se muito importante a consideração da produção de tripletos.

Os resultados da distribuição das energias iniciais dos elétrons e pósitrons apresentados na tabela 2.13, em que foi incluído o tratamento para a produção de tripletos refletem com maior realidade os espectros experimentais, uma vez que estes contribuem com aproximadamente 20% para a secção de choque total para fótons de 1 GeV.

Como foi mencionado no item 2.1 o presente cálculo fica limitado a fótons de energia de 1 GeV decorrente do formalismo utilizado no tratamento da produção de tripleto.

4.1.2. APLICAÇÃO A DOSIMETRIA

O programa PHOEL-3 utiliza as equações e dados físicos fundamentais para simular, num computador, os processos de interações do fóton na água, com a finalidade de obter e computar a energia dos elétrons e pósitrons.

As aplicações destes dados fundamentais gerados pelo presente código, foram discutidas amplamente no item 1.2.2. Uma das finalidades deste programa foi gerar o "termo fonte" para o programa de transporte de elétrons a ser usado pelo grupo de microdosimetria do ORNL.

Efetou-se também um estudo, mostrando-se como podem ser utilizados os dados numéricos apresentados no item 2.3.3, para estimar grandezas dosimétricas, a saber, Querma e Dose Absorvida.

4.1.2.1. QUERMA

Querma (K)⁽²⁰⁾ é definido como o quociente de dE por dm, onde dE é a soma das energias cinéticas iniciais de todas as partículas carregadas liberadas pelas radiações indiretamente ionizante em um material de massa dm, ou

$$K = dE/dm \quad (\text{J Kg}^{-1})$$

A energia inicial de qualquer outra partícula carregada, tal como o elétron Auger, produzido no elemento de massa por um processo secundário também é incluído no Querma. Além disso, sabe-se da sua definição que qualquer

energia posteriormente emitida pela partícula carregada em forma de radiação de frenamento também é incluído no Querma. Quando toda a energia inicial das partículas carregadas é absorvida no elemento de massa dm , então Querma é igual à dose absorvida neste elemento devido às interações da radiação indiretamente ionizante.

Com os resultados fornecidos nas tabelas 2.10 a 2.17 pode-se estimar "Querma de primeira colisão" diretamente, desde que interações múltiplas dos fótons não foram consideradas. Entretanto em muitas aplicações práticas na dosimetria, o Querma de primeira colisão é uma boa aproximação de Querma; por exemplo, em alvos relativamente pequenos ou em alvos grandes para fótons de energias onde o efeito fotoelétrico e a produção de pares predomina sobre o espalhamento Compton.

A seguir ilustra-se como o Querma de primeira colisão pode ser estimado dos dados da tabela 2.10 para um feixe paralelo de fótons de 70 keV incidindo em um alvo de água de 1 cm^3 .

Neste caso, o Querma é muito próximo do Querma de primeira colisão.

Obtém-se da 2^a linha e 8^a coluna da tabela 4.4 que para fótons de fluência unitária, $8,75 \times 10^{-3}$ (elétrons / keV.cm³) x 5 (keV) = 0,0438 elétrons Auger por cm³ são produzidos no intervalo de energia 0 a 5 keV. Desde que os elétrons Auger tem energia de 0,508 keV e considerando a densidade unitária para a água, 1 g/cm^3 , tem-se para Querma, K_A , a seguinte contribuição:

$$K_A = 0,0438 \times 0,508 = 0,0222 \text{ keV/g} \quad (4.1)$$

A presença dos elétrons Comptons no intervalo de energia de 0 a 5 keV são obtidos, subtraindo do valor da 3ª linha desta mesma tabela os elétrons Auger especificados na 2ª linha, ou. $22.6 \times 10^{-3} - 8.75 \times 10^{-3} = 13.85 \times 10^{-3}$ elétrons Compton/cm².keV.

Assim, considerando a energia média de 2.5 keV para o intervalo de energia de 0 a 5 keV, a contribuição dos elétrons Compton para o Querma, K_{0.5}, na água é:

$$K_{0.5} = 13.85 \times 10^{-3} \times 5 \times 2.5 = 0.173 \text{ keV/g} \quad (4.2)$$

O sub-índice de K refere-se ao intervalo de energia considerado. Analogamente para outros valores da tabela 2.10 e fótons de 70 keV, tem-se:

$$K_{5.10} = (9.44 \times 10^{-3}) \times 5 \times 7.5 = 0.354 \text{ keV/g} \quad (4.3)$$

$$K_{10.15} = (12.6 \times 10^{-3}) \times 5 \times 12.5 = 0.787 \text{ keV/g} \quad (4.4)$$

$$K_{15.20} = (0.221 \times 10^{-3}) \times 5 \times 17.5 = 0.193 \text{ keV/g} \quad (4.5)$$

Sabe-se que a energia para o fotoelétron presente no intervalo de 65 a 70 keV é de 69.5 keV, então utilizando-se este valor em vez da energia média do intervalo que é de 67.5 keV, obtém-se:

$$K_{65.70} = (1.54 \times 10^{-2}) \times 5 \times 69.5 = 0.535 \text{ keV/g} \quad (4.6)$$

Efetivando-se a soma das equações 4.1 a 4.6 encontra-se o querma total, K, na água, por unidade de fluência do fóton igual a $K = 206 \text{ keV/g}$.

4.1.2.2. DOSE ABSORVIDA

Os dados apresentados neste trabalho podem ser utilizados para obter uma estimativa da dose absorvida nos casos onde:

- (a) a dose de primeira colisão é adequada e
- (b) quando Querma e dose absorvida são iguais.

A primeira condição implica que o alvo de água tem dimensões que não são grandes comparados ao livre caminho médio dos fótons neste meio.

No segundo caso, se a radiação de frenamento é ignorada, implica que o alvo é suficientemente grande para absorver a energia dos elétrons secundários, e a dose é uniforme no alvo. Quando a perda de energia por radiação de frenamento é significativa, então Querma excede a dose absorvida. Mesmo neste caso, como será visto adiante, é possível estimar a perda de energia por radiação de frenamento e obter a dose absorvida a partir do Querma.

A seguir efetua-se a análise, ignorando perdas de energia por radiação de frenamento, para mostrar as condições em que o Querma de primeira colisão é aproximadamente igual à dose absorvida.

A figura 4.4 apresenta os coeficientes de atenuação, μ , e de absorção de energia, μ_A , para fótons na água, em função da sua energia. As grandezas μ_{PE} e μ_{PP} são os coeficientes de atenuação para o efeito fotoelétrico e produção de pares; μ_{CS} e μ_{CA} são os coeficientes de espalhamento Compton e de absorção de energia Compton.

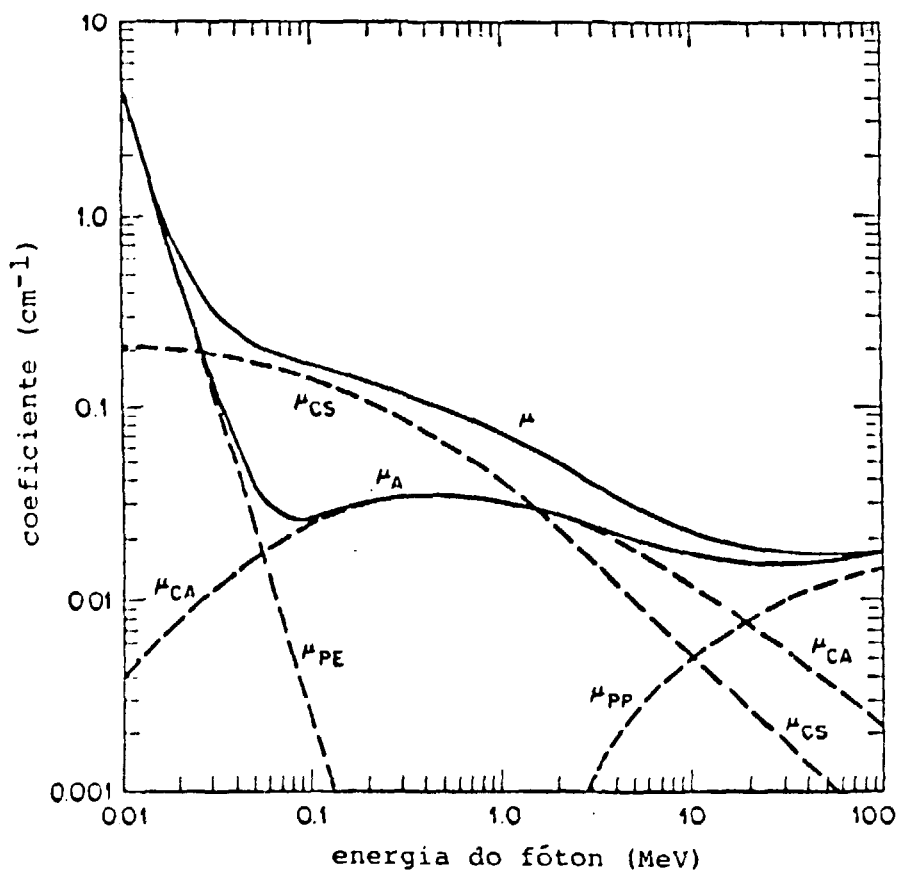


FIGURA 4.4 - COEFICIENTES DE ATENUAÇÃO TOTAL E DE ABSORÇÃO DE ENERGIA, μ e μ_A . SÃO ILUSTRADOS TAMBÉM, OS COEFICIENTES PARA: O EFEITO FOTOELÉTRICO, μ_{PE} , O ESPALHAMENTO COMPTON, μ_{CS} , A ABSORÇÃO DE ENERGIA COMPTON, μ_{CA} , E A PRODUÇÃO DE PARES, μ_{PP} .

Para fótons de energia de 1 MeV, por exemplo, o coeficiente de atenuação total é $\mu = 0,072 \text{ cm}^{-1}$, dando um livre caminho médio $1/\mu = 13,9 \text{ cm}$ na água. Nesta energia, o espalhamento Compton é o único processo de interação do fóton, e os coeficientes de espalhamento e absorção tem valores muito próximo. Pelo fato do livre caminho médio do fóton não ser muito diferente dos comprimentos da corda em um "fantasma" de dimensões que representa um homem adulto, o Querma de primeira colisão dá uma boa aproximação do Querma no homem. Além disso, para um "fantasma" com estas características, o Querma aproxima-se de dose absorvida.

Para fótons de energias maior que 1 MeV, o valor de μ decresce; e o Querma de primeira colisão aproxima-se da dose absorvida até que as perdas por radiação de frenamento no "fantasma" comece a tornar-se significativa.

A tabela 4.1 apresenta os valores do poder de frenamento radiativo na água em relação ao poder de frenamento total⁽¹⁸⁾ e o rendimento da radiação para os elétrons ou pósitrons de diferentes energias. O poder de frenamento, "stopping power", é uma grandeza diferencial, definido como a taxa de perda de energia da partícula carregada, dE , por incremento de traço, dx , quando este atravessa um dado material, ou $-dE/dx$. O rendimento da radiação é a fração da energia inicial do elétron que é emitida como radiação de frenamento quando o elétron é completamente frenado, isto é, a integral do poder de frenamento, dE/dx , sobre o comprimento do traço.

Observa-se na tabela 4.1 que o poder de frenamento radioativo e de colisão são iguais para energias de elétrons pouco abaixo de 100 MeV, e que o rendimento da radiação é 50% da perda por colisão para elétrons de energias pouco

superior a 200 MeV. Desde que o fluxo da radiação de frenamento varia muito pouco em função da energia, supõe-se que nem toda a energia desta radiação de frenamento escapará de um "fantasma" que representa um homem de referência. Neste caso, para um espectro de energia dos elétrons que cobre o intervalo de até 1000 MeV pode se considerar, em primeira aproximação, que a dose absorvida será igual a 50% do querma. Em alvos menores a fração da energia da radiação de frenamento absorvida é menor e portanto a dose absorvida é sobreestimada.

Para fótons de energias menores que 1 MeV, observa-se que o seu caminho livre médio decresce rapidamente com o aumento da secção de choque de espalhamento Compton e para energias abaixo de 50 keV o fenômeno é ainda mais pronunciado por causa do efeito fotoelétrico; veja-se figura 4.4. Assim, as interações múltiplas do fóton na água aumentam para distâncias maiores que alguns centímetros, por exemplo $1/\mu$ é igual a 5,9 cm para fótons de 100 keV e a distribuição da dose absorvida num "fantasma" com dimensões do homem referência não é uniforme. Nesta situação, a menos que as dimensões do alvo sejam relativamente pequenas, o querma de primeira colisão irá subestimar a dose absorvida consideravelmente.

4.1.3. FORMALISMO PARA AVALIAR O RENDIMENTO DA RADIAÇÃO DE FREIAMENTO

Apresenta-se a seguir o formalismo para avaliar o rendimento da radiação de freimento para elétrons de energias arbitrárias, diferentes daquelas apresentadas na tabela 4.1, utilizando a equação de Koch e Wykoff (47,48) para a dissipação da energia total do elétron por unidade de distância dada por:

$$\frac{dE_0}{dx} = \frac{Z}{A} (6 + 3,5 \times 10^{-3} E_0 Z) \quad (4.7)$$

onde,

E_0 é a energia total do elétron inicial em unidades de $m.c^2$

ρ é a densidade do material alvo em g/cm^3 , para a água,

$\rho = (1 \text{ g/cm}^3)$

A é o peso atômico do elemento

Z é o número atômico do elemento

O primeiro termo que aparece dentro do parênteses da equação 4.7 representa o poder de freimento por colisão, e o segundo o poder de freimento radioativo.

Integrando a equação 4.7, cujos limites vão de E_0 à energia de repouso do elétron, obtém-se para a distância de freimento:

$$X_0 = \frac{A}{3,6 \times 10^{-3} Z^2} \ln(1 + 6 \times 10^{-4} Z E_0) \quad (4.8)$$

TABELA 4.1 - RAZÃO ENTRE O PODER DE FRENAMENTO RADIOATIVO-TOTAL (16); E O RENDIMENTO DA RADIAÇÃO DE FRENAMENTO PARA ELETRONS E PÓSITRONS DE DIFERENTES ENERGIAS.

Energia do Eletron (MeV)	Poder de Frenamento Radioativo Poder de Frenamento Total	Rendimento da Radiação de Frenamento
1,0	0,009	0,005
10,0	0,084	0,042
50,0	0,346	0,190
100,0	0,522	0,317
200,0	0,689	0,467
500,0	0,847	0,659
1000,0	0,916	0,774

Desde que a perda de energia por colisão no intervalo de X_0 é igual a $6ZX_0/A$, o rendimento da radiação é dado por:

$$\frac{E_0 - 6 Z X_0/A}{E_0} = \frac{3 \times 10^{-4} Z T_0}{1 + 3 \times 10^{-4} Z T_0} \quad (4.9)$$

Onde T_0 é a energia cinética do elétron inicial.

Este método de estimar o rendimento da radiação utiliza o formalismo da moderação contínua aproximada, "continuous slowing down approximation". Desde que não foram consideradas as flutuações estatísticas no processo de perda de energia radiativas, a equação 4.9 é apenas aproximada. Entretanto, na ausência de outras informações, pode-se utilizar a referida equação para estimar a parte do querma que é convertida em radiação de frenamento.

4.2. NEUTRONS

4.2.1. DISTRIBUIÇÃO DOS TRAÇOS, P(T)

No item 3.2 determinou-se a distribuição $P(T)$, dos comprimentos dos traços no volume sensível do detetor de Hurst e o resultado foi apresentado na figura 3.2.

Observou-se que o valor máximo da distribuição de $P(T)$ é obtido para traços cujo comprimento encontram-se muito próximo ao do diâmetro e da altura do cilindro. Observa-se também, que $P(T_{max})=0$ para T_{max} obtido pela equação 3.44.

No presente estudo para a determinação da distribuição de $D(L)$ o conhecimento exato da distribuição de $P(T)$ é muito importante, pois este está relacionado com a TLE, que por sua vez está ligado ao fator de qualidade e a dose equivalente que fornece o dano biológico. Portanto, a introdução de erros na distribuição de $P(T)$, gera sua propagação na determinação dos parâmetros seguintes.

Sabe-se do teorema de Cauchy, que quando se tem uma distribuição isotrópica de traços no interior de um cilindro o valor médio do comprimento dos traços é dada pela expressão⁽⁵⁾:

$$T_m = 4V/S$$

onde: V é o volume do cilindro

e S é a superfície do cilindro

Considerando-se as dimensões do volume sensível do detetor Je Hurst obteve-se $T_m=2,81$ cm ou $0,123$ ng/cm².

Com o programa PTRACK, para um feixe paralelo de nêutrons incidindo lateralmente no cilindro, obteve-se $T_m=3,03$ cm ou $0,132$ ng/cm², o que mostra que os resultados estão muito próximos. Além disso a comparação entre a distribuição de $P(T)$ obtido no presente trabalho e aquele obtido por outros autores⁽⁶⁾, para uma incidência isotrópica de traços também são similares. Isto se deve ao fato que o volume sensível do detetor possui uma relação entre a altura

e o diâmetro, H/D , próximo da unidade, isto é, igual a 0,96 indicando que nesta situação a distribuição dos traços gerados pelos prótons de recuo produzidos na parede cilíndrica de polietileno é aproximadamente isotrópico.

4.2.2. RESULTADOS CALCULADOS E EXPERIMENTAIS

Antes de partir para a utilização dos dados experimentais ensaiou-se o programa LETUNF com dados da literatura⁽⁴⁾.

Este ensaio foi descrito no item 3.3 e o resultado obtido juntamente com aquele da literatura encontra-se na figura 3.4. Desta figura pode-se ver que as curvas são similares e como era de se esperar, os picos ocorrem em torno de $L = 950 \text{ MeV.cm}^2/\text{g}$ e $L = 450 \text{ MeV.cm}^2/\text{g}$. Estes valores correspondem respectivamente ao pico de Bragg-Gray para o próton, isto é, o pico de energia máxima do próton dissipada no volume sensível, e ao poder de frenamento para prótons de 0,5 MeV que no presente caso é a energia média do próton de recuo. Utilizando-se um número maior de histórias no cálculo de Monte Carlo pode-se melhorar a resolução do espectro resultante.

A seguir efetuou-se a calibração do número de canais em energia utilizando uma fonte interna de ^{241}Am projetada para este propósito, adequadamente posicionada, no detetor de Hurst, como descrito no item 3.4.2. A resolução encontrada foi de 15,7% e é compatível para este detetor.

Como um segundo ensaio do programa LETUNF, para a determinação da distribuição de $D(L)$, utilizou-se os dados experimentais da distribuição da altura de pulso produzida por uma fonte de ^{252}Cf no detetor de Hurst. Da figura 3.9 observa-se que não foi considerada a parte da distribuição de $H(h)$ para altura de pulsos menores que 47,0 keV em virtude da dificuldade encontrada para discriminar a presença da radiação gama do ^{252}Cf e também a do ruído eletrônico, com os recursos disponíveis no laboratório. Consequentemente a distribuição da transferência linear de energia em função da TLE, $N(L)$, apresenta um valor limiar em 18,0 keV/um resultante do limiar na altura de pulso de 47,0 keV e do maior traço no volume sensível do detetor, T_{max} , dado por

$$L_{\text{limiar}} = h_{\text{limiar}}/T_{\text{max}}$$

O fato de não se ter conseguido um melhor resultado da distribuição da altura de pulso acarretará a introdução de duas aproximações, a saber:

(a) perdas de informações no processo iterativo quando da desconvolução da integral 3.4.7 apresentada no item 3.3.1.

(b) redução no intervalo de variação da TLE em função da $D(L)$.

As perdas de informação mencionadas no item (a), surgem da própria definição de $h = L \times T$, pois todos os L maiores que L_{limiar} multiplicados por T de $P(T)$ que resultam em h menores que h_{limiar} não são computadas e portanto todos os fatores de ponderação que caem nesta faixa do espectro de $H(h)$ não são calculados. Desta maneira o T_{min} a ser

considerado para o cálculo é $T_{\min} = h_{\min}/L_{\max} = 0,046 \text{ mg/cm}^2$ ou $1,058 \text{ cm}$.

A redução no intervalo de L , mencionada no item (b), provoca uma redução na função $D(L)$ e conseqüentemente restringe o intervalo de variação das alturas de pulso uma vez que são desprezadas alturas inferiores a h_{\min} . Desta maneira o intervalo de variação da TLE situa-se entre 18 a 100 keV/um.

Comparando-se o resultado obtido no presente estudo e o obtido por Oliver⁽⁵⁷⁾, fazendo uso de um contador proporcional esférico similar ao de Rossi⁽⁸¹⁾, verificou-se que os espectros concordam tanto na sua forma como na localização dos picos, no intervalo de 18 a 100 keV/um.

Sabe-se⁽⁵⁷⁾ que, na região entre 12 a 100 keV/um, predominam os eventos causados pelos prótons de recuo, e estes representam cerca de 90% da dose provocada por nêutrons. Esta dose pode ser determinada, diretamente, do espectro.

Os valores da TLE maiores que 100 keV/um são resultantes das interações do nêutron com partículas ou íons pesados, tal como o carbono de recuo, que não foi considerado no presente trabalho. Estes contribuem com cerca de 3 a 4% da dose⁽⁵⁷⁾.

Para se determinar a distribuição de $P(T)$, pode ser incluída a interação dos nêutrons com os átomos do carbono presente no polietileno no programa PTRACK.

A formação de traços de partículas carregadas que são interrompidos no interior do volume sensível, bem como aqueles que se originam no gás e atingem a parede de

polietileno podem ser considerados no programa PTRACK. Todos estes fenômenos não foram considerados no presente trabalho pois eles apresentam uma pequena fração do resultado final em virtude da pressão do gás no volume sensível ser muito baixa, mas por outro lado acarretariam um aumento considerável de uso do computador sem necessidade do ponto de vista de proteção radiológica experimental.

As intensidades relativas são afetadas pela condição de normalização e de outros fatores como intensidade da fonte, geometria, condições de irradiação e de medida razão pela qual não é possível em termo de comparação.

Nos cálculos pode-se também incluir as flutuações de natureza estatística ligadas à deposição de energia ao longo do traço da partícula carregada. Sabe-se⁽⁴⁸⁾ que estas flutuações estatísticas são menos acentuadas no início do traço, aumentando ao longo da trajetória da partícula e diminuindo novamente no seu fim, quando toda a energia é absorvida. Para uma mesma energia inicial, a variação no alcance dos prótons "straggling" é de cerca de 5%, sendo maior nos traços provocados por elétrons quando chega a ser de 15 a 20%.

Por fim a TLE média, obtida no presente trabalho que é de 49,3 keV/um está em concordância com aquela obtida por Oliver que é de 47,6 keV/um.

5. CONCLUSOES

5.1. FOTONS

O objetivo principal do trabalho que era a determinação das energias iniciais dos elétrons produzidos na água quando irradiada por fótons de energia arbitrária foi alcançada.

Os resultados obtidos na região de energia do fóton onde existem valores apresentados por outros autores^(11,40), demonstrou-se que a utilização do programa PHOEL-3 é amplamente satisfatório e em muitos casos mais exato por levar em consideração fenômenos de interação como a produção de elétrons Auger e de tripletos. Desta maneira a distribuição das energias dos elétrons iniciais obtida no presente trabalho representa os espectros experimentais com maior exatidão.

Considerando a ordem de grandeza dos erros relativos obtidos no presente estudo, conclue-se que os resultados são adequados para utilização em dosimetria e microdosimetria.

Para fótons de altas energias tratadas no presente estudo torna-se necessário incluir a produção de tripletos para a obtenção da distribuição das energias iniciais dos elétrons produzidos na água, caso contrário o erro aumenta consideravelmente chegando a ser de 20% a 1 GeV.

Foi apresentado e analisado um formalismo para a aplicação dos resultados das tabelas 2.10 a 2.17 em dosimetria e pode-se concluir que para condições específicas da energia do foton e das dimensões do alvo, o valor do querna, K , e da dose absorvia, D , podem ser estimadas com boa confiabilidade a partir dos resultados apresentados; isto é de grande utilidade prática em dosimetria.

No que diz respeito à microdosimetria, a importância destes resultados já foi amplamente discutida no item 1.2.2. Registra-se aqui que este programa, PHOEL-3, já foi implantado no grupo de microdosimetria do ORNL para ser utilizado como termo fonte para o programa de transportes de elétrons^(71,73) como tinha sido efetuado para o PHOEL-2⁽⁷⁰⁾.

Como informação adicional, o programa PHOEL-3, também pode ser adaptado para materiais diferentes da água, utilizando-se arquivos adequados de secção de choque e efetuando-se pequenas modificações no que diz respeito aos elétrons Auger, como já foi efetuado para o silício e o óxido de silício⁽⁶⁶⁾.

Finalmente, pode-se afirmar que os resultados deste trabalho podem ser utilizados em muitas outras aplicações em dosimetria, como a título de exemplo podem servir de base para o cálculo da distribuição de ions⁽¹¹⁾ e da densidade de fluxo de elétrons⁽⁴⁰⁾.

5.2. NEUTRONS

A determinação da distribuição da dose fracionada, $D(L)$, utilizando-se o detetor de Hurst especificado no item 3.2.1, e o programa de computador LETUNF, desenvolvido no presente trabalho, mostrou-se plenamente confiável para propósitos de microdosimetria e dosimetria.

Os resultados dos ensaios efetuados com o programa LETUNF confirmaram que o método de Monte Carlo utilizado para levantar o espectro da distribuição da TLE a partir da distribuição da altura de pulso é altamente satisfatório.

Os resultados do programa desenvolvido para determinar a distribuição dos traços no volume sensível do detetor de Hurst resultante dos prótons de recuo originários na camada de polietileno, para um feixe paralelo de nêutrons incidindo lateralmente sobre o detetor mostrou-se adequado no processo de levantamento do espectro de distribuição da TLE. Além disso os resultados da distribuição de $P(T)$, obtido no presente estudo em que as dimensões do cilindro, isto é, diâmetro e altura são praticamente iguais, mostraram-se muito próximos daqueles obtidos por outros autores⁽⁵⁾ que consideraram um feixe isotrópico de prótons incidindo no cilindro. Desta maneira conclue-se que na geometria usada no presente trabalho os prótons de recuo tem uma distribuição muito próxima da isotrópica

A distribuição da dose fracionada, $D(L)=L.N(L)$, foi obtida para a fonte de ^{252}Cf , para o intervalo da TLE de 18 a 100 keV/um, onde cerca de 90% da dose do nêutron é proveniente do próton de recuo do hidrogênio. Entretanto observou-se que os resultados do espectro da altura de pulso

obtidos experimentalmente devem ser melhorados para as energias mais baixas, e isto pode ser conseguido com instrumentos de medida que apresentem um melhor desempenho. Para TLE maior que 100 keV/um torna-se necessário a inclusão de ions de carbono de recuo que se originam do espalhamento do nêutron na camada de polietileno ou no interior do gás. Considerações quanto a presença de flutuações de natureza estatística no processo de deposição de energia das partículas carregadas, "straggling", também conduzem a um refinamento dos resultados obtidos e estas poderão se incluídas em trabalhos futuros.

6. SUGESTÕES PARA FUTUROS TRABALHOS

Para fótons de alta energia pode-se utilizar os resultados apresentados para a determinação da distribuição de íons, da densidade de fluxo de elétrons e também para estudar o mecanismo de deposição de energia dos elétrons ao longo do traço ou a distribuição da TLE.

Quanto a determinação da distribuição de $D(L)$, sugere-se que sejam efetuados estudos no sentido de tornar mais exata a metodologia desenvolvida neste trabalho, a saber sobre:

(a) o espalhamento do nêutron com o átomo de carbono na capa de polietileno.

(b) os espalhamentos possíveis no interior do volume sensível do detetor com o átomo de H e C.

(c) a presença dos traços que terminam ou se originam no interior do volume sensível para os prótons de recuo e os íons de carbono.

(d) as flutuações estatísticas no processo de deposição de energia das partículas carregadas.

(e) experimentos com feixes de nêutron monoenergéticos, como aqueles obtidos em aceleradores, onde as análises podem ser mais simples

REFERENCIAS BIBLIOGRAFICAS

- 01 - ARGONNE NATIONAL LABORATORY. Interface between radiation chemistry and radiation physics: proceedings of the workshop on... held in Argonne Sept. 9-10, 1982. Argonne, Ill., 1982. (ANL-82-88).
- 02 - BERGSTRÖM, I. & NORDLING, C. The Auger effect. In: SIEGBAHN, K. ed. Alpha - beta and gamma-ray spectroscopy. Amsterdam, North-Holland, 1965. V.2, p.1523-43.
- 03 - BETHE, H.A. & ASHKIN, J. Passage of radiations through matter. In: SEGRE, E. ed. Experimental nuclear physics. New York, N.Y., John Wiley, 1953. V.1, p.166-357.
- 04 - BIAVATI, M.H.; ROSENZWEIG, W.; ROSSI, H.H.; MIYANAGA, I. The dependence of RBE on the energy of fast neutrons. III. Evaluations of radiation quality. Radiat. Res., 19: 512-25, 1963.
- 05 - BIRKHOFF, R.D.; TURNER, J.E.; ANDERSON, V.E.; FEOLA, J.M.; HAMM, R.N. The determination of LET spectra from energy - proportional pulse-height measurements I. Track-length distributions in cavities. Health Phys., 18: 1-14, 1970.
- 06 - BOAG, J.W. The distribution of linear energy transfer or ion density for fast neutrons in water. Radiat. Res., 1: 323-41, 1954.

- 07 - BOND, V.P.; MEINHOLD, C.B.; ROSSI, H.H. Low-dose RBE and Q for x-ray compared to gamma-ray radiations. Health Phys., 34: 433-38, 1978.
- 08 - BROYLES, C.D.; THOMAS, D.A.; HAYNES, S.K. The measurement and interpretation of the K Auger intensities of Sn¹¹³, Cs¹³⁷ and Au¹⁹⁸. Phys. Rev., 89: 715-24, 1953.
- 09 - BURGER, G. & SCHWARTZ, R.B. Guidelines on calibration of neutron measuring devices. Vienna, International Atomic Energy Agency, 1988. (Technical report series, 285).
- 10 - CARTER, L.L. & CASHWELL, E.D. Particle-transport simulation with the Monte Carlo method. Oak Ridge, Tenn., Technical Information Center, 1975. (TID-26807).
- 11 - CORMACK, D.V. & JOHNS, H.E. Electron energies and ion densities in water irradiated with 200 keV, 1 MeV and 25 MeV radiation. Brit. J. Radiol., 25: 369-81, 1952.
- 12 - CUMMINGS, F.M.; ENDRES, G.W.R.; BRACKENBUSH, L.W. Neutron dosimetry at commercial nuclear plants. Washington, D. C., 1983. (NUREG/CR-2958).
- 13 - DIAMBRINI-PALAZZI, G.; MENICHETTI, E.; SANTRONI, A. On the use of coherent electron-pair photoproduction and bremsstrahlung obtained from a 400 GeV proton - synchrotron. Nucl. Instrum. Methods, 126, 369-72, 1975.

- 14 - EVANS, R.D. Compton effect. In: FLUGGE, S. ed. Encyclopedia of physics. Berlin, Springer Verlag, 1958. V.34, p.218.
- 15 - EVANS, R.D. X-ray and gamma-ray interactions. In: ATTIX, F.H. & ROESCH, W.C. eds. Radiation dosimetry. 2. ed. New York, N.Y., Academic, 1968. V.1, p.93-155.
- 16 - FANO, U. ed. Studies in penetration of charged particles in matter. Washington, D.C. 1964. p.249.
- 17 - GIBSON, J.A.B. A neutron dosimetry system for use in processing plants. INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY. Advances in radiation protection: proceedings of an international symposium held in Stockholm, 26-30 June, 1978. Vienna, 1979. p.197-206.
- 18 - GLASSTONE, S. & EDLUNG, M.C. The elements of nuclear reactor theory. Princeton, Van Nostrand, 1952. p.137-90.
- 19 - GRANT III, W.H.; OLIVE JR., G.D.; MITCHELL JR., B.A. Automatic analysis of empirically derived LET spectra. Hlth. Phys., 22: 351-54, 1972.
- 20 - HAMM, R.N.; WRIGHT, H.A.; TURNER, J.E.; RITCHIE, R.H. Spatial correlation of energy deposition events in irradiated liquid water. In: BOOZ, J. & EBERT, H.G. eds. Microdosimetry: proceedings of 6th symposium, held in Brussels, May 22-26, 1978. Commission of the European Communities, Belgium, 1978. p.179-86.

- 21 - HEITLER, W. The quantum theory of radiation. 3. ed. Oxford, University Pr., 1957. (The international series of monographs on physics). p.204-66
- 22 - HOLDEN, N.E. & WALKER, F.W. Chart of the nuclides. In: UNITED STATES DEPARTMENT OF HEALTH, EDUCATION, AND WELFARE BUREAU OF RADIOLOGICAL HEALTH. Radiological health handbook. Rockville, MD, 1970. p.374.
- 23 - HUEBELL, J.H.; GIMM, H.A.; OVERBO, I. Pair, triplet and total atomic cross sections for 1 GeV photons in elements Z=1 to 100. J.Phys. Chem. Ref. Data, 9:1023-147, 1980.
- 24 - INTERNATIONAL COMMISSION ON RADIATION UNITS AND MEASUREMENTS. Microdosimetry. Washington, D.C., 1983. (ICRU-36).
- 25 - INTERNATIONAL COMMISSION ON RADIATION UNITS AND MEASUREMENTS. Neutron dosimetry for biology and medicine. Washington, D.C., 1977. (ICRU-26).
- 26 - INTERNATIONAL COMMISSION ON RADIATION UNITS AND MEASUREMENTS. Neutron fluence, neutron spectra and kerma. Washington, D.C., 1969. (ICRU-13).
- 27 - INTERNATIONAL COMMISSION ON RADIATION UNITS AND MEASUREMENTS. Radiation dosimetry x-rays and gamma-rays with maximum photon-energies between 0.6 and 50 MeV. Washington, D.C., 1969. (ICRU-14).
- 28 - INTERNATIONAL COMMISSION ON RADIATION UNITS AND MEASUREMENTS. Radiation protection and its application. Washington, D.C., 1971. (ICRU-20).

- 29 - INTERNATIONAL COMMISSION ON RADIATION UNITS AND MEASUREMENTS. Radiation quantities and units. Washington, D.C., 1980. (ICRU-33).
- 30 - INTERNATIONAL COMMISSION ON RADIATION UNITS AND MEASUREMENTS. The quality factor in radiation protection. Washington, D.C., 1986. (ICRU-40).
- 31 - INTERNATIONAL COMMISSION ON RADIOLOGICAL PROTECTION. Data for protection against ionizing radiation from external sources: supplement to ICRP-15. Oxford, 1971. (ICRP-21).
- 32 - INTERNATIONAL COMMISSION ON RADIOLOGICAL PROTECTION. Data for use in protection against external radiation. Oxford, 1987. (ICRP-51).
- 33 - INTERNATIONAL COMMISSION ON RADIOLOGICAL PROTECTION. General principles of monitoring for radiation protection of workers. Oxford, 1968. (ICRP-12).
- 34 - INTERNATIONAL COMMISSION ON RADIOLOGICAL PROTECTION. General principles of monitoring for radiation protection of workers. Oxford, 1982. (ICRP-35).
- 35 - INTERNATIONAL COMMISSION ON RADIOLOGICAL PROTECTION. Individual monitoring for intakes of radionuclides by workers: design and interpretation. Oxford, 1987. (ICRP-54).
- 36 - INTERNATIONAL COMMISSION ON RADIOLOGICAL PROTECTION. Principles of monitoring for the radiation protection of the population. Oxford, 1984. (ICRP-43).

- 37 - INTERNATIONAL COMMISSION ON RADIOLOGICAL PROTECTION.
Protection of the patient in radiation therapy.
Oxford, 1985. (ICRP-44).
- 38 - INTERNATIONAL COMMISSION ON RADIOLOGICAL PROTECTION.
Report of Committee IV in evaluation of radiation due
occupational exposure. Oxford, 1968. (ICRP-10).
- 39 - INTERNATIONAL COMMISSION ON RADIOLOGICAL PROTECTION.
The assessment of internal contamination resulting
from recurrent or prolonged uptakes. Oxford, 1971.
(ICRP-10A).
- 40 - JOHNS, H.E. & LAUGHLIN, J.S. Interaction of radiation
with matter. in : HINE, G.J. & BROWNELL, G.L. eds.
Radiation dosimetry. New York, N.Y., Academic, 1956.
p.49-123.
- 41 - JONAH, C.D. & MILLER, J.R. Yield and decay of the OH
radical from 200 ps to 3 ns. J. Chem. Phys., 81:1974-
976, 1977.
- 42 - JONAH, C.D. MATHESON, M.S. MILLER, J.R. HART, E.J. Yield
and decay of the hydrated electron from 100 ps to 3
ns. J. Chem. Phys., 80: 1267-270, 1976.
- 43 - KELLERER, A.M. Criteria for the equivalence of
spherical and cylindrical proportional counters in
micro dosimetry. Radiat. Res., 86: 277-86, 1981.
- 44 - KELLERER, A.M. Proximity functions for general right
cylinders. Radiat. Res., 86: 264-76, 1981.
- 45 - KEYRIM-MARKUS, I.B. & POPOV, V.I. Determination of LET-
spectra for gamma-neutron radiation with low-
efficiency counters. Hlth. Phys., 22: 333-40, 1972.

- 46 - KNOLL, G.F., Radiation detection and measurement. New York, N.Y., John Wiley, 1979.
- 47 - KOCH, H.W. & MOTZ, J.W. Bremsstrahlung cross-section formulas and related data. Rev. Mod. Phys., 31: 920-55, 1959.
- 48 - KOCH, H.W. & WYCKOFF, J.W. Response fundions of total-absorption spectrometers. IRE Trans. Nucl. Sci., NS-5: 127-37, 1958.
- 49 - LAMARSH, J.R. Introduction to nuclear reactor theory. Massachusetts, Addison-Wesley, 1966. (Addison-Wesley seris in nuclear engineering). p. 17-74.
- 50 - LEVY, L.B.; WAGGENER, R.G.; McDAVID, W.D.; PAYNE, W.H. Experimental and calculated bremsstrahlung spectra from a 25 MeV linear acceleator and a 19-MeV betatron. Med. Phys., 1 (2): 62-67, 1974.
- 51 - McNULTY, P.J. Charged particles cause microelectronics malfunctions in space. Phys. Today, 36: 108-09, 1983.
- 52 - MOZUMDER, A. & MAGEE, J.L. Model of tracks of ionizing radiations for radical reaction mechanisms. Radiat. Res., 28: 203-14, 1966.
- 53 - NATIONAL COUNCIL ON RADIATION PROTECTION AND MEASUREMENTS. Protection against neutron radiation. Washington, D.C., 1971. (NCRP-38).
- 54 - NATIONAL COUNCIL ON RADIATION PROTECTION AND MEASUREMENTS. Radiation protection design guidelines for 0.1-100 MeV particle accelerator facilities. Washington, D.C., 1977. (NCRP-51).

- 55 - NATIONAL COUNCIL ON RADIATION PROTECTION AND MEASUREMENTS. Structural shielding design and evaluation for medical use of X-rays and gamma rays of energies up to 10 MeV. Washington, D.C., 1976. (NCRP-49).
- 56 - NORTHCLIFFE L.C. & SCHILLING, R.F. Range and stopping-power tables for heavy ions. Nucl. Data Tables, A7: 233-65, 1970.
- 57 - OLIVER JR., G.D.; QUAM, W.M.; WILDE, W.O. Empirical dose quality distributions of californium-252. Hlth Phys., 22: 341-49, 1972.
- 58 - PIESCH, E. & BURGHARDT, B. Advances in albedo neutron dosimetry. In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY. Advances in radiation protection: proceedings of an international symposium held in Stockholm, 26-30 June, 1978. Vienna, 1979. p.207-230.
- 59 - ROESCH, W.C. & ATTIX, F.H. Basic concepts of dosimetry. In: ATTIX, F.H. & ROESCH, W.C. eds. Radiation dosimetry. 2. ed. New York, N.Y., Academic, 1968. V.1, p. 2-40.
- 60 - ROSSI, H.H. Microscopic energy distribution in irradiated matter. In: ATTIX, F.H. & ROESCH, W.C. eds. Radiation dosimetry. 2. ed. New York, N.Y., Academic, 1968. V.1, p. 43-90.
- 61 - ROSSI, H.H. Neutrons and mixed radiations. In: HINE, G.J. & BROWNELL, G.L. eds. Radiation dosimetry. New York, N.Y., Academic, 1956. p. 667-90.
- 62 - SELPH, W.E. & GARRET, C.W. Sources of radiation. In: SCHAEFFER, N.M. ed. Reactor shielding for nuclear

engineers. Springfield, U.S. Department of Energy,
1973. p. 17.

- 63 - SIMS, C.S. & KILLOUGH, G.G. Neutron fluence to dose conversion factors for the health physics research reactor. Radiat. Protect. Dosimetry, 1(2): 133-34, 1981.
- 64 - SLACK, L. & WAY, K. Radiations from radioactive atoms. In frequent use. Washington, D.C., U.S. Atomic Energy Commission, 1959.
- 65 - TODO, A.S.; HIROMOTO, G.; TURNER, J.E.; HAMM, R.N.; WRIGHT, H.A. User's manual for PHOEL-3, a Monte Carlo computer code for calculating initial energies of electrons in water irradiated by photons with energies up to 1 GeV. Oak Ridge, Tenn., Oak Ridge National Lab., 1982. (ORNL/8259).
- 66 - TODO, A.S.; TURNER, J.E.; HAMM, R.N.; WRIGHT, H.A. Calculated initial energies of electrons in Si and SiO₂ irradiated by photons with energies up to 2 MeV. Nucl. Instrum. Methods, 203: 459-65, 1982.
- 67 - TURNER, J.E.; ANDERSON, V.E.; BIRKHOFF, R.D.; JOHNSON, D.R. The determination of LET spectra from energy-proportional pulse-height measurements II. A Monte Carlo unfolding procedure. Health Phys., 18: 15-24, 1970.
- 68 - TURNER, J.E.; HAMM, R.N.; HURST, G.S.; WRIGHT, H.A.; CHILES, M.M. Digital characterisation of particle tracks for microdosimetry. Radiat. Protect. Dosimetry, 13: 45-48, 1985.

- 69 - TURNER, J.E.; HAMM, R.N.; WRIGHT, H.A. Calculations for cancer radiotherapy with pion beams. Nature, 263(5574): 195-98, 1976.
- 70 - TURNER, J.E.; HAMM, R.N.; WRIGHT, H.A.; MODOLO, J.T.; SORDI, G.M.A.A. Monte Carlo calculation of initial energies of compton electrons and photoelectrons in water irradiated by photons with energies up to 2 MeV. Hlth Phys., 39: 49-55, 1980.
- 71 - TURNER, J.E.; HAMM, R.N.; WRIGHT, R.H.; RITCHIE, R.H.; KATZ, R. Calculated electron slowing-down spectra for liquid water irradiated by X and gamma-rays implication for photon RBE. In: BOOZ, J & EBERT, H.G. eds. Microdosimetry: proceedings of 6th symposium held in brussels May 22-26, 1978. Commission of the European Communities, Belgium, 1978. p.375-82.
- 72 - TURNER, J.E.; MAGEE, J.L.; HAMM, R.N.; CHATTERJEE, A.; WRIGHT, H.A.; RITCHIE, R.H. Early events in irradiated water. In: BOOZ, J.; EBERT, H.G.; HARTFIEL, H.D. eds. Microdosimetry: proceedings of the 7th symposium held in Oxford, U.K. Sept. 8-12, 1980. Commission of the European Communities, Belgium, 1981. p.507-17.
- 73 - TURNER, J.E.; MAGEE, J.L.; WRIGHT, H.A.; CHATTERJEE, A.; HAMM, R.N.; RITCHIE, R.H. Physical and chemical development of electron tracks in liquid water. Radiat. Res., 98: 437-49, 1983.
- 74 - TURNER, J.E.; MODOLO, J.T.; SORDI, G.M.A.A.; HAMM, R.N.; WRIGHT, H.A. A Monte Carlo code (PHOEL) for generating initial energies of photoelectrons and

compton electrons produced by photons in water. São Paulo, Instituto de Energia Atômica, 1979. (IEA-Inf-68)

- 75 - ZERBY, C.D. A Monte Carlo calculation of the response of gamma-ray scintillation counters. In: ALDER, B.; FERNBACH, S.; ROTENBERG, M. eds. Methods in computational physics. New York, N.Y., Academic, 1963. V.1, p.90-133.

A P E N D I C E

Apresenta-se a seguir o cálculo da energia dissipada pela partícula alfa do ^{241}Am no volume sensível do detetor de Hurst, preenchido com gás ciclopropano, C_3H_6 , à pressão de 1,9 cmHg e a 20°C .

Determina-se, inicialmente, a densidade do gás C_3H_6 à condição normal de pressão e temperatura, fazendo:

$$d = (36+6)/22.400 = 1,875 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^3 = 1,875 \text{ mg/cm}^3$$

Então, a densidade corrigida para a pressão de 1,9 cmHg e a temperatura de 20°C são:

$$d = 1,875 \times (1,9/76) \times (273,2/293,2) = 4,368 \times 10^{-2} \text{ mg/cm}^3$$

Em seguida obteve-se o diâmetro efetivo do cilindro, D_1 , à pressão de 1,9 cmHg e a 20°C obtendo:

$$D_1 = 4,28 \text{ cm} \times 4,368 \times 10^{-2} \text{ mg/cm}^3 = 1,869 \times 10^{-1} \text{ mg/cm}^2$$

Posteriormente determinou-se o poder de frenamento do gás ciclopropano para partículas alfa do ^{241}Am , com energia média de 5,48 MeV. Para tanto utilizou-se os valores de (dE/dx) em função da energia das partículas alfa obtidos da literatura⁽⁵⁰⁾, que são reproduzidas, na Tabela A.

Desta forma obteve-se o seguinte valor para (dE/dx) efetuando-se a interpolação linear para a energia de 5,048 MeV.

$$(dE/dx) = 1,061 \text{ MeV.cm}^2/\text{mg}$$

Portanto a energia média dissipada pela partícula alfa na extensão do diâmetro do cilindro é obtida fazendo:

$$E = (dE/dx) \times D_1 = 1,061 \times 1,869 \times 10^{-1} = 0,1983 \text{ MeV}$$

ou

$$E = 198,3 \text{ keV}$$

Tabela A. Poder de frenamento (dE/dx) , no ciclopropano em função da energia das partículas alfa.

E (MeV)	(dE/dx) (MeV.cm ² /mg)
5,0033	1,137
6,4042	0,914