



UNIVERSIDADE FEDERAL DE MINAS GERAIS  
ESCOLA DE ENGENHARIA  
DEPARTAMENTO DE ENGENHARIA NUCLEAR  
PÓS-GRADUAÇÃO EM CIÊNCIAS E TÉCNICAS NUCLEARES

JHONNY ANTONIO BENAVENTE CASTILLO

MAPEAMENTO DO FLUXO E ESTIMATIVA DO  
TERMO FONTE DE RADIAÇÃO DE CAMPOS  
NEUTRÔNICOS GERADOS PELO CÍCLOTRON  
GE PETTRACE-8

Belo Horizonte  
2017

JHONNY ANTONIO BENAVENTE  
CASTILLO

MAPEAMENTO DO FLUXO E  
ESTIMATIVA DO TERMO FONTE  
DE RADIAÇÃO DE CAMPOS  
NEUTRÔNICOS GERADOS PELO  
CÍCLOTRON GE PETTRACE-8

Tese apresentada ao Programa de Pós-graduação em Ciências e Técnicas Nucleares como requisito parcial à obtenção do título de Doutor em Ciências e Técnicas Nucleares.

Área de concentração: Ciências das Radiações

Orientador: Teógenes Augusto da Silva  
Coorientador: Marco Aurélio de Sousa Lacerda

BELO HORIZONTE  
2017

B456m

Benavente Castillo, Jhonny Antonio.

Mapeamento do fluxo e estimativa do termo fonte de radiação de campos neutrônicos gerados pelo ciclotron GE PETtrace-8 [manuscrito] / Jhonny Antonio Benavente Castillo. – 2017.  
133 f., enc.: il.

Orientador: Teógenes Augusto da Silva.

Coorientador: Marco Aurélio de Sousa Lacerda.

Tese (doutorado) - Universidade Federal de Minas Gerais,  
Escola de Engenharia.

Anexos: f. 121-132.

Bibliografia: f. 116-120.

1. Engenharia nuclear - Teses. 2. Radiação - Teses. 3. Nêutrons - Teses. 4. Análise por ativação nuclear - Teses. I. Silva, Teógenes Augusto da. II. Lacerda, Marco Aurélio de Sousa. III. Universidade Federal de Minas Gerais. Escola de Engenharia. IV. Título.

CDU: 621.039(043)



## **FOLHA DE APROVAÇÃO**

### **MAPEAMENTO DO FLUXO E ESTIMATIVA DO TERMO FONTE DE RADIAÇÃO DE CAMPOS NEUTRÔNICOS GERADOS PELO CÍCLOTRON GE PETTRACE-8**

### **JHONNY ANTONIO BENAVENTE CASTILLO**

Tese submetida à Banca Examinadora designada pelo Colegiado do Programa de Pós-Graduação em CIÊNCIAS E TÉCNICAS NUCLEARES, como requisito parcial para obtenção do grau de Doutor em CIÊNCIAS E TÉCNICAS NUCLEARES, área de concentração CIÊNCIAS DAS RADIAÇÕES.

Aprovada em 27 de junho de 2017, pela banca constituída pelos membros:

Dr. Teógenes Augusto da Silva – Orientador  
PCTN – CDTN/CNEN

Dr. Marco Aurélio de Sousa Lacerda –  
Coorientador  
CDTN/CNEN

Dr. Alexandre Soares Leal  
CDTN/CNEN

Dra. Telma Cristina Ferreira Fonseca  
CDTN/CNEN

Dr. Evaldo Simões da Fonseca  
IRD/CNEN

Profa. Antonella Lombardi Costa  
Departamento de Engenharia Nuclear - UFMG

Belo Horizonte, 27 de junho de 2017.

## DEDICATÓRIA

*Dedico este trabajo con mucho amor para mi esposa Rosemary, por todo su amor y apoyo incondicional en todos los momentos vividos.*

*A mi padre Tony y a mi abuelo Antonio (in memoriam), por sus ejemplos de honestidad, lucha y dedicación.*

## AGRADECIMENTOS

Agradeço, de forma especial, a Jeová Deus, por estar sempre comigo e por guiar-me pelo sendeiro da vida.

Um agradecimento ao meu orientador, o Dr. Teógenes Augusto da Silva, pelo apoio constante, pelos sinceros atos de incentivo e pela confiança depositada nestes anos de trabalho.

Um agradecimento especial ao meu outro orientador, o Dr. Marco Aurélio de Souza Lacerda, pela excelente orientação, disponibilidade sempre presente, pelos valiosos ensinamentos e discussões acadêmicas.

Meus agradecimentos se estendem:

À amiga Dra. Telma Cristina Ferreira Fonseca pela colaboração, pelo apoio e pelas valiosas discussões que ajudaram na realização deste trabalho.

À amiga Dra. Thêssa Cristina Alonso pelo apoio e incentivo inestimável durante a realização deste trabalho.

Aos Drs. Andréa Vidal Ferreira e Hugo Moura Dalle, pela inestimável colaboração na realização das medidas experimentais e pelas valiosas discussões que ajudaram na realização deste trabalho.

À equipe da Unidade de Pesquisa e Produção de Radiofármacos (UPPR) do CDTN, em especial à Juliana, Marina, Serginho, Nelson, Leandro e Flávia, pela inestimável colaboração na realização deste trabalho.

À equipe de radioproteção do CDTN, em especial ao Paulo Maleta e Jose Carlos, pela disponibilidade e colaboração no acesso ao *bunker* do ciclotron que fez possível a realização deste trabalho.

À Dra. Rose Mary Gomes do Prado Souza, pela inestimável colaboração com o empréstimo das folhas de ativação para a realização das medidas experimentais.

À Dra. Maria Ângela Menezes Correia, pela colaboração com o empréstimo das fontes de calibração gama para a realização da calibração do detector de *HPGe*.

À equipe do Laboratório de Nêutrons do Instituto de radioproteção e Dosimetria, LN/IRD/CNEN, e em especial ao Dr. Evaldo Simões da Fonseca, pela colaboração e pelas valiosas discussões acadêmicas que ajudaram na realização deste trabalho e por oferecer a infraestrutura do *cluster* Orion para a realização das simulações.

Ao Dr. Juan Cruzate, pela colaboração e informações enviadas sobre sua experiência na estimativa do termo fonte de radiação.

Ao Dr. Edouard Malambu, pela colaboração e pelas valiosas discussões acadêmicas que ajudaram na realização deste trabalho.

Aos amigos do Laboratório de Calibração de Dosímetros, Carlos Manoel, Anníbal, Ronaldo Bittar, Flavio, Paulo Gerken, Jorge Machado, Paulo Márcio, Sibebe, Margarete e Cláudio pelo apoio, colaboração e discussões que acrescentaram este trabalho.

A todos os colegas e amigos da Seção de Dosimetria do CDTN, em especial ao Luiz Cláudio, Hudson, Peterson, Maria, Marquinho, Edson, Marisa, Márcio e os Clebers.

Aos amigos da turma de “Monte Carlo”, Lucas, Bruno, Fernando, Marcus Tadeu e Luiz.

Um agradecimento muito especial à minha família, em especial aos meus irmãos e a minha mãe Olga, pelo seu apoio e união em todos os momentos de nossas vidas. À minha avó *Juanita* por ser um exemplo de vida e de fortaleza. À minha mãe Salomé por seu amor, apoio e compreensão sempre depositada.

Um agradecimento muito especial à minha família no Brasil, aos meus sogros José e Oralda Alves Braga por seu apoio incondicional e por me cuidar como a um filho; ao meu sobrinho e parceiro Flavinho por sua amizade, exemplo e sinceros atos de incentivo.

Ao Centro de Desenvolvimento da Tecnologia Nuclear, CDTN/CNEN, por oferecer uma excelente infraestrutura para realização deste trabalho.

Ao Departamento de Engenharia Nuclear, em especial aos professores Drs. Cláudia, Antonella, Tarcísio e Clarysson; e à secretaria de pós-graduação, que deram suporte e ajudaram na difusão do conhecimento para o desenvolvimento do trabalho.

À CNEN, ao CNPq, à FAPEMIG e ao INCT, pelo financiamento da bolsa e dos projetos de interesse deste trabalho.

E a todos que de forma direta ou indireta ajudaram durante o desenvolvimento deste trabalho, muito obrigado.

*É verdade que nenhuma disciplina parece no momento ser motivo de alegria, porém, aos que têm sido treinados por ela, a disciplina dá o fruto pacífico da justiça.*

*Hebreus 12:11*



# MAPEAMENTO DO FLUXO E ESTIMATIVA DO TERMO FONTE DE RADIAÇÃO DE CAMPOS NEUTRÔNICOS GERADOS PELO CÍCLOTRON GE PETTRACE-8

**Jhonny Antonio Benavente Castillo**

## RESUMO

O uso de técnicas de espectrometria em uma instalação de ciclotron é fortemente aconselhável para a completa caracterização do campo de radiação neutrônica. Nos últimos anos, diversos estudos de espectrometria de nêutrons vêm sendo realizados no ciclotron do Centro de Desenvolvimento de Tecnologia Nuclear (CDTN). O objetivo principal deste trabalho é propor uma metodologia para o mapeamento do fluxo e estimativa do termo fonte de radiação de campos de nêutrons gerados pelo ciclotron *GE PETtrace-8*.

O método de análise por ativação neutrônica com folhas de ativação de ouro, índio e níquel foi utilizado para medir as atividades induzidas em pontos específicos na casamata do ciclotron. As irradiações das folhas de ativação foram realizadas utilizando o método de irradiações intermitentes para otimizar o campo de radiação durante a produção do  $^{18}\text{F}$ . O estudo do espectro de nêutrons foi realizado utilizando três termos fontes de radiação. O primeiro termo fonte foi construído em base aos dados fornecidos pelo fabricante do ciclotron, utilizando as seções de choque de nêutrons da biblioteca ENDF/B-VII. Os outros dois termos fontes de radiação foram propostos considerando o processo de irradiação utilizado na rotina da produção do  $^{18}\text{F}$ . Ambos os termos fontes utilizaram as seções de choque de prótons LA150H e para o  $^{18}\text{O}$  foram utilizadas as seções de choque do modelo físico CEM03 (*Cascade-exciton model*) e TENDL (*TALYS - based Evaluated Nuclear Data Library*).

Os resultados dos termos fontes em relação aos resultados experimentais, em termos das taxas de fluência, taxas de reação e taxas de equivalente de dose de nêutrons, mostraram que se encontram na mesma ordem de grandeza aos obtidos por Ogata e colaboradores, Fujibuchi e colaboradores, e Gallerani e colaboradores, para o mesmo ciclotron; e por Mendez e colaboradores para um ciclotron de fabricação diferente. Os modelos dos termos fontes de radiação propostos foram validados para obter os espectros gerados durante a produção de  $^{18}\text{F}$  quando a água enriquecida em  $^{18}\text{O}$  é bombardeada com feixe primário de prótons de 16,5 MeV.

Finalmente, o modelo do termo de fonte de radiação LA150H – TENDL-2015 é o que mais se aproxima aos resultados experimentais e pode ser utilizado para o estudo no desenvolvimento de novos dosímetros, melhoria da blindagem e no auxílio de estudos futuros

de descomissionamento de instalações cíclotrons PET que produzem  $^{18}\text{F}$  por meio das reações nucleares  $^{18}\text{O}(p, n)^{18}\text{F}$  para o caso de feixes de prótons com energias de até 16,5 MeV.

Palavras-chave: Cíclotron PET, espectrometria de nêutrons, análise por ativação neutrônica, folhas de ativação, MCNPX, termo fonte de radiação, alvo de [ $^{18}\text{O}(\text{H}_2\text{O})$ ],  $^{18}\text{F}$ .

# MAPPING OF THE FLUX AND ESTIMATE OF THE RADIATION SOURCE TERM OF NEUTRON FIELDS GENERATED BY THE GE PETTRACE-8 CYCLOTRON

**Jhonny Antonio Benavente Castillo**

## ABSTRACT

The use of spectrometric techniques in a cyclotron facility is strongly advised for the complete characterization of the neutron radiation field. In recent years, several studies of neutron spectrometry have been carried out at the Cyclotron of the Development Center of Nuclear Technology (CDTN). The main objective of this work is to propose a methodology for mapping of the flux and estimate of the radiation source term of neutron fields generated by the GE PETtrace-8 cyclotron.

The method of neutron activation analysis with gold, indium and nickel activation foils was used to measure the activities induced at specific points in the cyclotron bunker. The irradiations of the activation foils were performed using the intermittent irradiation method to optimize the radiation field during  $^{18}\text{F}$  production. The study of the neutron spectrum was performed using three radiation source terms. The first source term was constructed based on data provided by the cyclotron manufacturer using the neutron cross sections of the ENDF/B-VII library. The other two were proposed considering the irradiation process used in the routine of  $^{18}\text{F}$  production. Both radiation source terms used the LA150H proton cross sections and for the  $^{18}\text{O}$ , the cross sections of the physical model CEM03 (Cascade-exciton model) and TENDL (TALYS-based Evaluated Nuclear Data Library) were used.

The results of the source terms in relation to the experimental results, in terms of neutron fluence rates, reaction rates and dose equivalent rates, showed that are in the same order of magnitude as those obtained by Ogata et al, Fujibuchi et al, and Gallerani et al., for the same cyclotron; and by Mendez et al. for a different manufacturing cyclotron. The models of the proposed radiation source terms were validated to obtain the spectra generated during the  $^{18}\text{F}$  production when water enriched at  $^{18}\text{O}$  is bombarded with a proton beam of 16.5 MeV.

Finally, the model of the LA150H - TENDL - 2015 radiation source term is closest to the experimental results. This radiation source term can be used for the study in the development of new dosimeters, improved shielding and in the support of future decommissioning studies, concerning PET cyclotrons producing  $^{18}\text{F}$  by  $^{18}\text{O}(\text{p},\text{n})^{18}\text{F}$  nuclear reactions, for the case of proton beams with energies up to 16.5 MeV.

Keywords: Cyclotron PET, neutron spectrometry, neutron activation analysis, activation foils, MCNPX, radiation source term, [ $^{18}\text{O}(\text{H}_2\text{O})$ ] target,  $^{18}\text{F}$ .

## LISTA DE FIGURAS

Figura 1. Esquema do ciclotron <i>PETtrace</i> com suas principais partes ou subsistemas.....	29
Figura 2. Estrutura de um ciclotron mostrando o ímã, estrutura “ <i>D</i> ” e fonte de íons. ....	30
Figura 3. (a) Extração dos íons na fonte de íons e (b) princípio da trajetória do feixe em uma estrutura “ <i>D</i> ”. ....	30
Figura 4. A atividade de um detector de ativação após a inserção em um fluxo de nêutrons constante em $t = 0$ e remoção no tempo $= t_0$ . O número medido é proporcional à área sob a curva de decaimento entre $t_1$ e $t_2$ . ....	38
Figura 5. Planta das casamatas do ciclotron.....	51
Figura 6. Ciclotron <i>PETtrace-8</i> detalhando os seus alvos (acima), o alvo 2 prolongado (abaixo) e suas principais partes. ....	52
Figura 7. Modelo do ciclotron do CDTN detalhando suas componentes visualizado com o software VISED. ....	54
Figura 8. Modelo do ciclotron e das casamatas detalhando a localização dos pontos medidos. ....	55
Figura 9. Distribuição angular de nêutrons, utilizado no termo fonte de radiação.....	59
Figura 10. Monitor de área <i>Berthold LB 6411</i> (esquerda) e um esquema apresentando suas principais partes (direita). ....	60
Figura 11. Número de contagens por unidade de equivalente de dose ambiente como uma função da energia dos nêutrons incidentes no monitor de área <i>Berthold</i> . ....	61
Figura 12. Medidas experimentais com o monitor <i>Berthold LB 6411</i> nos pontos $P_5$ , $P_6$ e $P_7$ localizados na casamata do feixe da linha externa. ....	62
Figura 13. Taxa de fluência por unidade de letargia para o $^{18}\text{F}$ (normalizado a $1 \mu\text{A}$ ) obtidos com o MCNPX para os pontos $P_1$ ao $P_4$ para o alvo 1. Os valores dos pontos $P_2$ e $P_3$ foram multiplicados por um fator de 10. ....	63
Figura 14. Taxa de fluência por unidade de letargia para o $^{18}\text{F}$ (normalizado a $1 \mu\text{A}$ ) obtidos com o MCNPX para os pontos $P_1$ ao $P_4$ para o alvo 4. Os valores dos pontos $P_2$ e $P_3$ foram multiplicados por um fator de 10. ....	64
Figura 15. Taxa de fluência por unidade de letargia para o $^{13}\text{N}$ (normalizado a $1 \mu\text{A}$ ) obtidos com o MCNPX para os pontos $P_1$ a $P_4$ para o alvo 1. Os valores dos pontos $P_2$ e $P_3$ foram multiplicados por um fator 10.....	69

Figura 16. Taxa de fluência por unidade de letargia para o $^{13}\text{N}$ (normalizado a $1\ \mu\text{A}$ ) obtidos com o MCNPX para os pontos $P_1$ a $P_4$ para o alvo 4. Os valores dos pontos $P_2$ e $P_3$ foram multiplicados por um fator 10.....	70
Figura 17. Sistema de espectrometria gama do Laboratório da UPPR do CDTN.....	75
Figura 18. Fontes quase-pontuais absolutamente calibradas de $^{241}\text{Am}$ , $^{133}\text{Ba}$ , $^{60}\text{Co}$ , $^{137}\text{Cs}$ e $^{152}\text{Eu}$ . .....	75
Figura 19. Arranjo experimental da irradiação das folhas de ativação nos pontos $P_1$ , $P_2$ , $P_3$ e $P_4$ na casamata do ciclotron <i>PETtrace-8</i> do CDTN.....	79
Figura 20. Curva da eficiência em função da energia total absoluta de referência ( $\epsilon_p$ ) para o detector <i>HPGe</i> modelo <i>GX2519</i> para as distâncias fonte-detector de 0,0 e 1,5 cm.80	
Figura 21. Alvo do ciclotron <i>PETtrace-8</i> (acima à esquerda) apresentando sua estrutura desmontada (acima ao centro) e detalhando cada um dos seus principais componentes (outras posições).....	87
Figura 22. Principais componentes da estrutura do modelo do alvo do ciclotron <i>PETtrace-8</i> .88	
Figura 23. Modelagem para a simulação dos componentes do alvo do ciclotron <i>PETtrace-8</i> : alvo de $^{18}\text{O}]\text{H}_2\text{O}$ , colimador de tântalo e folhas de havar. ....	89
Figura 24. Espectros de fluência por unidade de letargia de nêutrons durante o bombardeio ao alvo de $^{18}\text{O}]\text{H}_2\text{O}$ com prótons de 16,5 MeV para os modelos físicos INC: Bertini, ISABEL, CEM03 e INCL4. Resultados normalizados a $75\ \mu\text{A}$ . ....	92
Figura 25. Anisotropia das distribuições horizontal e vertical do campo de radiação neutrônica durante o bombardeio de prótons ao alvo de $^{18}\text{O}]\text{H}_2\text{O}$ utilizando as bibliotecas LA150H - CEM03.....	96
Figura 26. Anisotropia das distribuições horizontal e vertical do campo de radiação neutrônica durante o bombardeio de prótons ao alvo de $^{18}\text{O}]\text{H}_2\text{O}$ utilizando as bibliotecas LA150H e TENDL-2015. ....	98
Figura 27. Taxas de fluência por unidade de letargia obtidos pelo MCNPX utilizando os termos fontes de radiação LA150H – CEM03 e LA150H – TENDL-2015, nos pontos $P_1$ a $P_4$ e alvo $T_1$ . Resultados normalizados a $1\ \mu\text{A}$ .....	99
Figura 28. Taxas de fluência por unidade de letargia obtidos pelo MCNPX utilizando os termos fontes de radiação LA150H – CEM03 e LA150H – TENDL-2015, nos pontos $P_1$ a $P_4$ e alvo $T_4$ . Resultados normalizados a $1\ \mu\text{A}$ .....	100
Figura 29. Comparação dos resultados das taxas de fluência de nêutrons térmicos obtidos pelo MCNPX e os obtidos pelas medidas experimentais para os pontos $P_1$ a $P_4$ e alvos $T_1$ e $T_4$ .....	105

Figura 30. Comparação dos resultados das taxas de fluência de nêutrons epitérmicos obtidos pelo MCNPX e os obtidos pelas medidas experimentais para os pontos P <sub>1</sub> a P <sub>4</sub> e alvos T <sub>1</sub> e T <sub>4</sub> .....	106
Figura 31. Comparação dos resultados das taxas de fluência de nêutrons rápidos obtidos pelo MCNPX e os obtidos pelas medidas experimentais para os pontos P <sub>1</sub> a P <sub>4</sub> e alvos T <sub>1</sub> e T <sub>4</sub> .....	107
Figura 32. Comparação dos resultados das taxas de reação de nêutrons na folha de Au obtidos pelo MCNPX e os obtidos pelas medidas experimentais para os pontos P <sub>1</sub> a P <sub>4</sub> e para os alvos T <sub>1</sub> e T <sub>4</sub> .....	110
Figura 33. Comparação dos resultados das taxas de equivalente de dose ambiente obtidos pelo MCNPX e entre as medidas experimentais com o monitor <i>Berthold LB6411</i> nos pontos P <sub>5</sub> a P <sub>7</sub> . e para os alvos T <sub>1</sub> e T <sub>4</sub> .....	113

## LISTA DE TABELAS

Tabela 1. Dados nucleares das referências da norma ASTM E262 - 13 para as folhas de Au.	41
Tabela 2. Grandezas que podem ser calculadas pelo MCNP.	47
Tabela 3. Interpretação do erro relativo R.	48
Tabela 4. Diferentes combinações de modelos físicos.	49
Tabela 5. Coordenadas dos alvos ( $T_1$ e $T_4$ ) e pontos de medida ( $P_1$ a $P_7$ ), distância dos pontos aos alvos e os ângulos da projeção XY do vetor $T_i - P_j$ com a direção do feixe de radiação primário.	56
Tabela 6. Produção de nêutrons durante o bombardeio de prótons no ciclotron para a produção do $^{18}\text{F}$ (15 MeV de energia e 75 $\mu\text{A}$ de corrente), fornecida pelo fabricante ( <i>GE Healthcare</i> ).	56
Tabela 7. Distribuição do espectro de nêutrons para as reações do feixe de prótons com o Al, Si, Cu, Ta, havar e $^{18}\text{O}$ ]H <sub>2</sub> O utilizado nas simulações MCNP para o $^{18}\text{F}$ .	58
Tabela 8. Resultados das taxas de equivalente de dose ambiente, taxas de fluência total e energias médias dos nêutrons obtidos com o MCNPX para o $^{18}\text{F}$ . Os resultados foram normalizados a 1 $\mu\text{A}$ .	65
Tabela 9. Comparação entre os resultados das taxas de equivalente de dose ambiente $H^*(10)$ obtidos com o MCNPX e com o monitor de área <i>Berthold</i> para os pontos $P_5$ a $P_7$ , para o $^{18}\text{F}$ .	65
Tabela 10. Distribuição do espectro de nêutrons para as reações do feixe de prótons com o Al, Si, Cu, Ta, havar e $^{16}\text{O}$ ]H <sub>2</sub> O utilizado nas simulações Monte Carlo para o $^{13}\text{N}$ .	68
Tabela 11. Resultados das taxas de equivalente de dose ambiente, taxas de fluência total e energias médias dos nêutrons obtidos com o MCNPX para o $^{13}\text{N}$ . Os resultados foram normalizados a 1 $\mu\text{A}$ .	71
Tabela 12. Comparação entre os resultados das taxas de equivalente de dose ambiente $H^*(10)$ obtidos com o MCNPX e com o monitor de área <i>Berthold</i> para os pontos $P_5$ a $P_7$ , para o $^{13}\text{N}$ .	72
Tabela 13. Dados das fontes de calibração utilizadas na determinação das curvas de eficiência do detector <i>HPGe</i> .	76
Tabela 14. Características das folhas de ativação Au, In e Ni.	77
Tabela 15. Reações nucleares e núclídeos ativados para as folhas de ativação de Au, In e Ni.	77
Tabela 16. Massas e suas incertezas das folhas de ativação de Au, In e Ni.	78



Tabela 17. Condições de irradiação das folhas de ativação durante a produção de $^{18}\text{F}$ . .....	78
Tabela 18. Resultados das taxas de reação e das taxas de fluência de nêutrons obtidos com as folhas de Au e Au(Cd) (alvo $T_1$ ). Os resultados estão normalizados para $1\ \mu\text{A}$ .....	82
Tabela 19. Resultados das taxas de reação e das taxas de fluência de nêutrons obtidos com as folhas de Au e Au(Cd) (alvo $T_4$ ). Os resultados estão normalizados para $1\ \mu\text{A}$ .....	82
Tabela 20. Resultados das taxas de reação e das taxas de fluência de nêutrons obtidos com as folhas de In (alvo $T_1$ ). Os resultados estão normalizados para $1\ \mu\text{A}$ . .....	83
Tabela 21. Resultados das taxas de reação e das taxas de fluência de nêutrons obtidos com as folhas de Ni (alvos $T_1$ e $T_4$ ). Os resultados estão normalizados para $1\ \mu\text{A}$ . .....	84
Tabela 22. Possíveis combinações de modelos físicos INC, Bertini, ISABEL, CEM03 e INCL4. ....	90
Tabela 23. Especificação dos materiais dos componentes do alvo: $[^{18}\text{O}]\text{H}_2\text{O}$ , Ta e havar. ....	91
Tabela 24. Produção de nêutrons durante o bombardeio de prótons no alvo de $[^{18}\text{O}]\text{H}_2\text{O}$ , para os modelos físicos INC: Bertini, ISABEL, CEM03 e INCL4. Resultados normalizados a $75\ \mu\text{A}$ .....	93
Tabela 25. Produção de nêutrons durante o bombardeio de prótons com ao alvo de $[^{18}\text{O}]\text{H}_2\text{O}$ , colimador de Ta e folhas de havar utilizando as bibliotecas LA150H - CEM03. Resultados normalizados a $75\ \mu\text{A}$ . ....	95
Tabela 26. Produção de nêutrons durante o bombardeio de prótons ao alvo de $[^{18}\text{O}]\text{H}_2\text{O}$ , colimador de Ta e folhas de havar utilizando as bibliotecas LA150H e TENDL-2015. Resultados normalizados a $75\ \mu\text{A}$ . ....	97
Tabela 27. Comparação dos resultados das taxas de fluência total, energias médias e taxas de equivalente de dose de nêutrons obtidos pelos termos fontes LA150H – CEM03, LA150H – TENDL-2015 e MCNP (dados fornecidos pelo fabricante) para os pontos $P_1$ a $P_4$ e alvos $T_1$ e $T_4$ . Os resultados foram normalizados para $1\ \mu\text{A}$ de corrente. ....	102
Tabela 28. Comparação dos resultados das taxas de fluência de nêutrons térmicos, epitérmicos e rápidos obtidos pelo MCNPX e as obtidas pelas medidas experimentais com as folhas de ativação de Au e In ( $E_n > 0,5\ \text{MeV}$ ) para os pontos $P_1$ a $P_4$ e alvos $T_1$ e $T_4$ . Resultados normalizados a $1\ \mu\text{A}$ . ....	104
Tabela 29. Comparação dos resultados das taxas de reação de nêutrons obtidos pelo MCNPX com os obtidos pelas medidas experimentais com as folhas de ativação de Au para os pontos $P_1$ a $P_4$ e alvos $T_1$ e $T_4$ . Resultados normalizados a $1\ \mu\text{A}$ . ....	109

Tabela 30. Comparação dos resultados das taxas de equivalente de dose ambiente obtidos pelo MCNPX e entre as medidas experimentais com o monitor *Berthold LB6411* nos pontos P<sub>5</sub> a P<sub>7</sub> e para os alvos T<sub>1</sub> e T<sub>4</sub>. Resultados normalizados a 1  $\mu$ A..... 112

## LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

<b>CDTN</b>	Centro de Desenvolvimento da Tecnologia Nuclear
<b>CEM</b>	<i>Cascade-exciton model</i>
<b>CNEN</b>	Comissão Nacional de Energia Nuclear
<b>CR</b>	<i>Cadmium ratio</i>
<b>ENDF</b>	<i>Evaluated Nuclear Data File</i>
<b>F<sub>Ca</sub></b>	<i>Cadmium correction factor</i>
<b>FDG</b>	2-fluordeoxi-D-glicose
<b>GE</b>	<i>General Electric Company</i>
<b>GEM2</b>	<i>Generalized Evaporation/Fission Model</i>
<b>HPGe</b>	<i>High-purity Germanium</i>
<b>IAEA</b>	Agência Internacional de Energia Atômica
<b>IBA</b>	<i>Ion Beam Application</i>
<b>ICRP</b>	Comissão Internacional de Proteção Radiológica
<b>ICRU</b>	Comissão Internacional de Medidas e Unidades de Radiação
<b>IEN</b>	Instituto de Engenharia Nuclear
<b>INC</b>	<i>Intranuclear Cascade</i>
<b>INCL4</b>	<i>Liège Intra-Nuclear Cascade</i>
<b>IRD</b>	Instituto de Radioproteção e Dosimetria
<b>IOE</b>	Indivíduo Ocupacionalmente Exposto
<b>ISO</b>	<i>Organization for Standardization</i>
<b>LANL</b>	<i>Los Alamos National Laboratory</i>
<b>LN</b>	Laboratório de Neutrons
<b>LTF</b>	<i>Liquid Filled Target</i>
<b>MCA</b>	<i>Multichannel analyzer</i>
<b>MCNP</b>	<i>Monte Carlo N-Particle</i>
<b>MCNPX</b>	<i>Monte Carlo N-Particle eXtended</i>
<b>MN</b>	Medicina Nuclear
<b>NCRP</b>	Conselho Nacional de Medidas e Proteção Radiológica
<b>ORNL</b>	<i>Oak Ridge National Laboratory</i>
<b>PADC</b>	<i>Polialil Diglicol Carbonato</i>

<b>PET</b>	<i>Positron Emission Tomography</i>
<b>RAL</b>	<i>Rutherford Appleton Laboratory</i>
<b>RF</b>	<i>Radio frequency</i>
<b>SERTA</b>	Serviço de Técnicas Analíticas
<b>SETRE</b>	Serviço de Tecnologia de Reatores
<b>Tally</b>	Detector
<b>TENDL</b>	<i>TALYS - based Evaluated Nuclear Data Library</i>
<b>TLD</b>	Dosímetro Termoluminescente
<b>UPPR</b>	Unidade de Pesquisa e Produção de Radiofármacos

## SUMÁRIO

<b>1</b>	<b>INTRODUÇÃO.....</b>	<b>23</b>
<b>2</b>	<b>FUNDAMENTOS TEÓRICOS .....</b>	<b>28</b>
<b>2.1</b>	<b>Cíclotron.....</b>	<b>28</b>
2.1.1	<i>Princípio de operação.....</i>	29
<b>2.2</b>	<b>Interação de nêutrons com a matéria.....</b>	<b>31</b>
2.2.1	<i>Conceitos gerais .....</i>	31
<b>2.3</b>	<b>Grandezas radiológicas.....</b>	<b>34</b>
2.3.1	<i>Número de partículas.....</i>	34
2.3.2	<i>Fluxo .....</i>	34
2.3.3	<i>Fluência e taxa de fluência.....</i>	34
2.3.4	<i>Equivalente de Dose Ambiente .....</i>	35
<b>2.4</b>	<b>Espectrometria de nêutrons.....</b>	<b>35</b>
<b>2.5</b>	<b>Espectrometria de nêutrons pelo método de ativação .....</b>	<b>36</b>
2.5.1	<i>Ativação e decaimento .....</i>	36
2.5.2	<i>Taxa de reação e taxa de fluência de nêutrons .....</i>	39
<b>2.6</b>	<b>O Método de Monte Carlo .....</b>	<b>43</b>
2.6.1	<i>O código computacional MCNP.....</i>	43
2.6.2	<i>Estrutura do arquivo de entrada do MCNP.....</i>	44
2.6.3	<i>Determinação da média, variância e desvio padrão no MCNP.....</i>	47
2.6.4	<i>Estimativa do erro relativo no MCNP .....</i>	48
2.6.5	<i>Modelos físicos .....</i>	48
<b>3</b>	<b>MÉTODOS E RESULTADOS .....</b>	<b>51</b>
<b>3.1</b>	<b>Cíclotron GE PETtrace-8 .....</b>	<b>51</b>
<b>3.2</b>	<b>Estudo do espectro de nêutrons na produção do <sup>18</sup>F .....</b>	<b>53</b>
3.2.1	<i>Modelagem do cíclotron PETtrace-8.....</i>	53
3.2.2	<i>O termo fonte de radiação.....</i>	56
3.2.3	<i>Medidas das taxas de equivalente de dose ambiente com o monitor Berthold.</i>	60
3.2.4	<i>Resultados do estudo do espectro de nêutrons na produção do <sup>18</sup>F.....</i>	63
<b>3.3</b>	<b>Estudo do espectro de nêutrons na produção do <sup>13</sup>N .....</b>	<b>67</b>
3.3.1	<i>Resultados do estudo do espectro de nêutrons na produção do <sup>13</sup>N.....</i>	69
<b>3.4</b>	<b>Análise por ativação neutrônica .....</b>	<b>74</b>

3.4.1	<i>Calibração do sistema de espectrometria gama .....</i>	74
3.4.2	<i>Determinação das taxas de reação e taxas de fluência de nêutrons com folhas de ativação.....</i>	76
3.4.3	<i>Resultados da calibração do sistema de espectrometria gama.....</i>	80
3.4.4	<i>Resultados da determinação das taxas de reação e taxas de fluência de nêutrons com folhas de ativação .....</i>	81
<b>3.5</b>	<b>Termo fonte de radiação do ciclotron <i>PETtrace-8</i> .....</b>	<b>85</b>
3.5.1	<i>Considerações para a estimativa do termo fonte de radiação.....</i>	85
3.5.2	<i>A modelagem do alvo do ciclotron <i>PETtrace-8</i> .....</i>	88
3.5.3	<i>Produção de nêutrons nos componentes do alvo do ciclotron <i>PETtrace-8</i>.....</i>	88
3.5.4	<i>Resultados do termo fonte de radiação do ciclotron <i>PETtrace-8</i>.....</i>	92
<b>3.6</b>	<b>Validação do modelo computacional do termo fonte de radiação do ciclotron <i>PETtrace-8</i>.....</b>	<b>99</b>
3.6.1	<i>Determinação do espectro de nêutrons na produção do <math>^{18}\text{F}</math> .....</i>	99
3.6.2	<i>Comparação das taxas de fluência total de nêutrons na produção do <math>^{18}\text{F}</math>.....</i>	101
3.6.3	<i>Comparação das taxas de fluência de nêutrons térmicos, epitérmicos e rápidos na produção do <math>^{18}\text{F}</math> .....</i>	103
3.6.4	<i>Comparação das taxas de reação de nêutrons na produção do <math>^{18}\text{F}</math>.....</i>	108
3.6.5	<i>Comparação das taxas de equivalente de dose ambiente na produção do <math>^{18}\text{F}</math>.....</i>	112
<b>4</b>	<b>CONCLUSÕES .....</b>	<b>114</b>
	<b>REFERÊNCIAS.....</b>	<b>116</b>
	<b>ANEXO I – MÉTODO DE IRRADIAÇÕES INTERMITENTES .....</b>	<b>121</b>
	<b>ANEXO II – TABELAS DE INCERTEZA .....</b>	<b>123</b>
	<b>ANEXO III – ARQUIVO DE ENTRADA MCNPX.....</b>	<b>126</b>

## 1 INTRODUÇÃO

Nos últimos anos, a Medicina Nuclear (MN) tem utilizado uma revolucionária técnica de diagnóstico por imagem, conhecida como Tomografia por Emissão de Pósitrons (PET), a qual é capaz produzir imagens tridimensionais de processos funcionais no corpo. A técnica PET usa o princípio de detecção de coincidência de dois fótons de aniquilação resultantes da decomposição de um radionuclídeo emissor de pósitron para medir a distribuição de radiotraçadores dentro dos tecidos (IAEA, 2008).

A aceitação das imagens PET deve-se, em grande parte, ao desenvolvimento dos radiofármacos, em particular a do  $^{18}\text{F}$ , marcado na molécula de 2-fluorodeoxi-D-glicose (FDG), como fator determinante na expansão da técnica. A produção de  $^{18}\text{F}$  é realizada por aceleradores de partículas ciclotrons através do bombardeio de água enriquecida em  $^{18}\text{O}$  com prótons, através da reação (p,n) transformando o  $^{18}\text{O}$  em  $^{18}\text{F}$ . Além do  $^{18}\text{F}$ , os aceleradores ciclotrons também são utilizados na produção de outros importantes radionuclídeos PET ( $^{11}\text{C}$ ,  $^{13}\text{N}$ ,  $^{15}\text{O}$ ,  $^{124}\text{I}$ ,  $^{64}\text{Cu}$ , entre outros) (SÁ, 2010).

Durante a produção destes radionuclídeos, radiação de *bremstrahlung*, raios X característicos, radiação gama e nêutrons são produzidos na forma de partículas secundárias, devido à aceleração do feixe de partículas carregadas e à irradiação de alvos dentro do ciclotron. Os nêutrons produzidos durante a operação do ciclotron contribuem para exposição direta ou indireta dos Indivíduos Ocupacionalmente Expostos (IOE), devido ao aumento da radiação de fundo da casamata. Muitos elementos do concreto e os componentes do acelerador podem ser ativados pelo campo neutrônico produzindo radionuclídeos de meia vida longa tais como o  $^{60}\text{Co}$  e  $^{134}\text{Cs}$ . Além disso, há um aumento nas emissões de gases radioativos provenientes da ativação dos elementos do ar dentro da casamata, o que constitui um problema para radioproteção dos indivíduos do público (NCRP, 2003; BIRATTARI *et al.*, 1986; IAEA, 2009a).

A energia dos nêutrons dentro de um ambiente fechado como uma casamata de concreto pode variar de forma significativa, o que torna o conhecimento do espectro neutrônico imprescindível para a correta medida e posterior avaliação de doses às quais os trabalhadores expostos a este tipo de radiação estão sujeitos (SANTOS, VILELA, *et al.*, 2011).

A grandeza física básica em proteção radiológica e espectrometria de nêutrons é a fluência em energia de nêutrons  $\Phi(E)$ . A Comissão Internacional de Medidas e Unidades de Radiação (ICRU) definiu como grandeza operacional o equivalente de dose ambiente  $H^*(d)$  utilizada para monitoração de área (ICRU, 2011). O equivalente de dose ambiente  $H^*(d)$ , em um ponto de um campo de radiação, é o valor do equivalente de dose que seria produzido pelo

correspondente campo expandido e alinhado na esfera ICRU na profundidade  $d$ . A grandeza operacional relevante na dosimetria de nêutrons é o equivalente de dose ambiente  $H^*(10)$  para uma profundidade de 10 mm (IAEA, 2008; ICRP, 1996).

A dosimetria de radiação de nêutrons é uma das tarefas mais complicadas na proteção radiológica e está relacionado principalmente à definição das grandezas operacionais ou aos problemas de ordem prática na concepção e calibração dos instrumentos. O desenvolvimento de instrumentos de medida com respostas precisas em  $H^*(10)$  em todas as faixas de energias e diferentes ângulos de irradiação é um dos maiores problemas na metrologia de nêutrons devido a que os mecanismos de interação no detector de radiação são diferentes do que no corpo humano (ICRU, 2001). Outro aspecto crítico na dosimetria é a calibração, os instrumentos utilizados devem responder dentro de uma ampla gama de energia para cobrir toda a faixa de energia do espectro de nêutrons, assim, nêutrons térmicos e feixes quase monoenergéticos foram padronizadas em campos de referência ISO com o objetivo de calibração de instrumentos (ISO, 2001a).

A simulação de instalações com nêutrons em várias faixas de energias pode ser realizada para fins de calibração, conforme indicado na norma ISO 12789 (ISO, 2001b). Os principais requisitos para a qualificação de uma instalação simulada são manter as condições de repetibilidade do arranjo da irradiação, o que não é trivial em um ambiente complexo como um reator ou um acelerador, e o conhecimento do campo de radiação por meio de medições e/ou cálculos de espectrometria. A confiabilidade do sistema de espectrometria deve ser garantida pela calibração e validação em comparação às normas metrológicas nacionais ou internacionalmente reconhecidas (BEDOGNI, 2006).

A dosimetria de nêutrons para fins de proteção radiológica tornou-se alvo de estudos dosimétricos, o que é evidenciado pelas recomendações do Conselho Nacional de Medidas e Proteção Radiológica (NCRP), Report N°. 144 (NCRP, 2003). Este relatório ressalta as aplicações do método de Monte Carlo e a pouca quantidade de medidas experimentais em cíclotrons não blindados que ratifiquem os resultados dos cálculos teóricos.

Méndez e colaboradores, em 2005, realizaram um estudo do campo de nêutrons ao redor de um cíclotron não blindado fabricado pela IBA (*Ion Beam Application*) modelo Cyclone 18/9, que bombardeia prótons com energia até 18 MeV, durante a produção do  $^{18}\text{F}$ , utilizando os detectores termoluminescentes (TLD) 600 e 700, inseridos nas esferas de Bonner e simulações com o código MCNP. Para o desdobramento do espectro foi utilizado o algoritmo SPUNIT e a matriz UTA4 (MÉNDEZ, IÑIGUEZ, *et al.*, 2005).



Em 2007, Fernandez e colaboradores utilizaram o sistema de esferas de Bonner UAB-BSS, constituído de oito esferas moderadoras de polietileno de diâmetro entre 2 a 12 polegadas, um contador proporcional de  $^3\text{He}$  e folhas de ativação de ouro ( $^{197}\text{Au}$ ). O ciclotron PET utilizado foi o Cyclone 8/9 da IBA com energia de prótons de 18 MeV da Clínica Universitária de Navarra na Espanha (FERNÁNDEZ, AMGAROU, *et al.*, 2007).

Em 2008, Gallerani e colaboradores, realizaram um estudo para avaliar o equivalente de dose ambiente dentro da casamata de um ciclotron *PETtrace* de 16,5 MeV utilizando quatro diferentes reações,  $\text{O}^{16}(\text{p},\alpha)\text{N}^{13}$ ,  $\text{H}_2\text{O}^{18}(\text{p},\text{n})\text{F}^{18}$ ,  $^{20}\text{Ne}(\text{d},\alpha)\text{F}^{18}$  e  $^{14}\text{N}(\text{p},\alpha)\text{C}^{11}$ . Neste estudo, foi utilizado um conjunto de três dosímetros para nêutrons rápidos e três para nêutrons térmicos. Os dosímetros para nêutrons térmicos estavam constituídos por um cartão de alumínio encerrando dois dosímetros TL:  $^6\text{LiF}(\text{Mg,Cu,P})$  e  $^7\text{LiF}(\text{Mg,Cu,P})$ . Os dosímetros para nêutrons rápidos estavam constituídos por uma estrutura planar de carbonato de polialil diglicol (PADC) em um envoltório de polietileno (GALLERANI, CICORIA, *et al.*, 2008).

Em 2009, Jye-Bin Lin e colaboradores avaliaram a distribuição de nêutrons dispersos na casamata do ciclotron médico *PET RDS-11* pela técnica de análise por ativação neutrônica (NAA). Nêutrons foram gerados na produção de núclídeos radioativos, tais como  $^{18}\text{F}$ ,  $^{11}\text{C}$ ,  $^{13}\text{N}$  e  $^{15}\text{O}$ , para uso de diagnóstico. A folha de índio foi adotada para avaliar a intensidade dos nêutrons térmicos e rápidos, com base nas reações do  $^{115}\text{In}(\text{n}_{\text{th}},\gamma)^{116\text{m}}\text{In}$  e do  $^{115}\text{In}(\text{n}_{\text{f}},\text{n}')^{115\text{m}}\text{In}$ , respectivamente (LIN, LEE, *et al.*, 2009).

Fujibuchi e colaboradores, em 2012, mediram os fluxos de nêutrons térmicos em torno dos ciclotrons *Cypris HM-18* e *GE PETtrace* pelo método de ativação neutrônica. Folhas de ouro foram posicionadas nos pisos das salas dos ciclotrons em intervalos de 50 cm do alvo. A relação entre os nêutrons térmicos e epitermais foi avaliada com o uso de duas folhas de ouro, uma das quais foi coberta por placas de cádmio de 1 mm de espessura. Todas as medidas foram realizadas enquanto o feixe de prótons dos ciclotrons irradia o alvo de água enriquecido a 98% com  $^{18}\text{O}$  (FUJIBUCHI, HORITSUGI, *et al.*, 2012).

Em 2015, Cruzate estimou espectros de energia para nêutrons e fótons, induzidos por prótons de 18 MeV no alvo  $\text{H}_2^{18}\text{O}$ , utilizando o código MCNPX com seções de choque da biblioteca ENDF/B VII versão 0, para todos os materiais, exceto para o  $^{18}\text{O}$ , para o qual, a biblioteca TENDL-2012 foi usada (CRUZATE, 2015). Esta estimativa foi validada contra um experimento recente realizado na Agência Japonesa de Energia Atômica (JAEA) (HAGIWARA, SANAMI, *et al.*, 2011)

No Brasil, no Instituto de Engenharia Nuclear (IEN), Reina estabeleceu uma metodologia para minimização das doses recebidas pelos IOE nas instalações de seus

aceleradores cíclotrons, CV-28 e RDS-111. O desenvolvimento da metodologia foi baseado em dados experimentais para a reação  $O^{18}(p,n)F^{18}$  dos cíclotrons e na elaboração de modelos computacionais utilizando o método de Monte Carlo (SILVA, 2010).

No cíclotron da Unidade de Pesquisa e Produção de Radiofármacos (UPPR) do Centro de Desenvolvimento da Tecnologia Nuclear (CDTN/CNEN), em Belo Horizonte, um estudo do espectro de energia do campo de radiação neutrônica, para avaliação do equivalente de dose ambiente  $H^*(10)$  foi realizado durante a produção do  $^{18}F$ . Um sistema modificado de espectrometria de Bonner com TLD-600 e TLD-700 foi utilizado com três códigos de computador diferentes para desdobrar os dados do espectro de nêutrons (GUIMARÃES, 2012a, 2012b).

Neste trabalho pretende-se estudar e caracterizar o campo de radiação neutrônica gerado pelo cíclotron *GE PETtrace-8* do CDTN durante a produção do radionuclídeo  $^{18}F$ . O código computacional MCNPX foi utilizado para modelar o cíclotron e suas principais estruturas, assim como, os termos fontes de radiação propostos neste trabalho. Medidas experimentais utilizando o método de análise por ativação neutrônica foram realizadas com folhas de ativação. Medidas com o monitor *Berthold LB6411* foram realizadas para determinar o equivalente de dose ambiente dos nêutrons gerados durante as produções do  $^{18}F$ .

O objetivo principal deste trabalho é propor uma metodologia para o mapeamento do fluxo e estimativa do termo fonte de radiação de campos de nêutrons gerados pelo cíclotron *GE PETtrace-8*.

Os objetivos específicos deste trabalho são:

- Estudar o espectro em energia do campo de radiação neutrônica durante as produções do  $^{18}F$  e do  $^{13}N$ .
- Determinar a taxa de fluência de nêutrons pelo método de análise por ativação neutrônica.
- Modelar e validar computacionalmente o termo fonte de radiação do cíclotron *PETtrace-8*.

Este trabalho está organizado por quatro capítulos. No capítulo 2 é apresentada uma revisão bibliográfica sobre o cíclotron e seu princípio de operação, a espectrometria de nêutrons pelo método de análise por ativação neutrônica e uma breve descrição do código computacional MCNPX. No capítulo 3 é apresentada a metodologia utilizada, o estudo inicial do espectro de nêutrons usando o modelo inicial do termo fonte de radiação de nêutrons, uma descrição das medidas experimentais, o estudo do termo fonte de radiação de prótons, e uma breve descrição dos materiais e sistemas dosimétricos utilizados. No mesmo capítulo 3 são apresentados e

discutidos os resultados obtidos nas simulações e a validação dos termos fontes de radiação propostos. Finalmente, no capítulo 4 são apresentadas as conclusões finais sobre o trabalho.

## 2 FUNDAMENTOS TEÓRICOS

### 2.1 Cíclotron

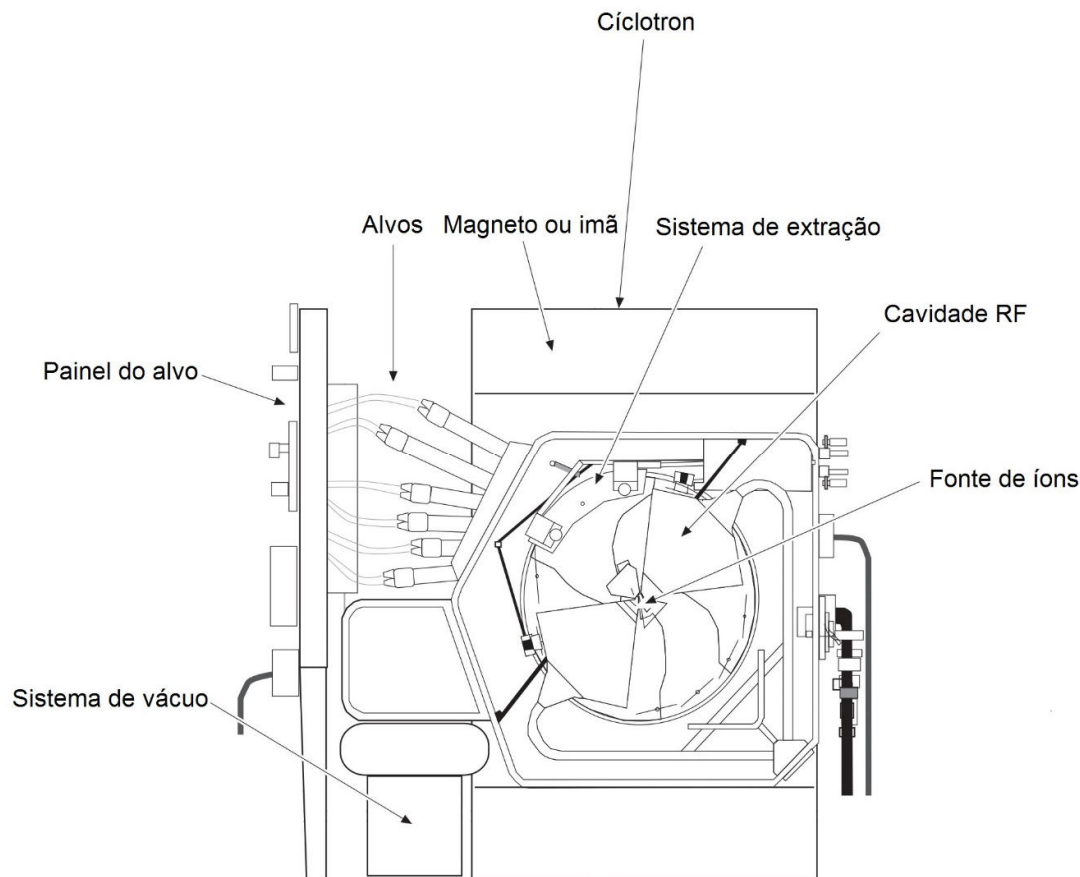
O cíclotron é uma máquina que acelera íons em vácuo por um campo elétrico alternado, ao longo de órbitas circulares de raio crescente num campo magnético, resultando em uma trajetória espiral ao longo do percurso de aceleração. Os cíclotrons são desenhados em diferentes tamanhos dependendo da função a que são destinados, principalmente da característica e do tipo de produção do radionuclídeo.

As características básicas de todos os cíclotrons são as mesmas, a diferença dos cíclotrons mais modernos, estes são compostos principalmente por (GE, 2004a; IAEA, 2009b):

- Fonte de íons, a qual gera os íons positivos ou negativos que são acelerados. Ela se localiza no centro do cíclotron.
- Sistema de extração, que direciona o feixe de partículas internas com o orifício de saída do feixe selecionado. Para o caso de íons negativos acelerados, no fim da trajetória, passam por uma folha fina de carbono, perdem os elétrons e se tornam íons positivos, permitindo o direcionamento do feixe pelo sistema de magnetos.
- Sistema de magnetos ou ímãs, o qual fornece o campo magnético que mantém as partículas aceleradas em órbitas controladas. Em combinação com a blindagem do campo de radiação, integrada opcionalmente, o sistema do ímã também atenua a radiação em algum grau.
- Sistema de vácuo, o qual permite manter o nível de vácuo da câmara para o nível de pressão necessária para permitir que as partículas sejam aceleradas com menores perdas de feixe (*low gas stripping*). O vácuo também proporciona isolamento para os campos de radiofrequência de alta tensão.
- Sistema de radiofrequência (RF), o qual fornece o potencial para a aceleração das partículas. A tensão de aceleração alterna com uma frequência que é um múltiplo par da frequência da revolução da órbita das partículas no cíclotron.
- Sistema de alvos, no qual o feixe de íons é direcionado para que após uma reação nuclear seja produzido o radionuclídeo de interesse. Após a irradiação, o alvo, que pode ser líquido, sólido ou gasoso, é encaminhado para o sistema de radioquímica para processamento adicional.

A Figura 1 apresenta o esquema do cíclotron *PETtrace* com suas principais partes ou subsistemas.

Figura 1. Esquema do ciclotron *PETtrace* com suas principais partes ou subsistemas.



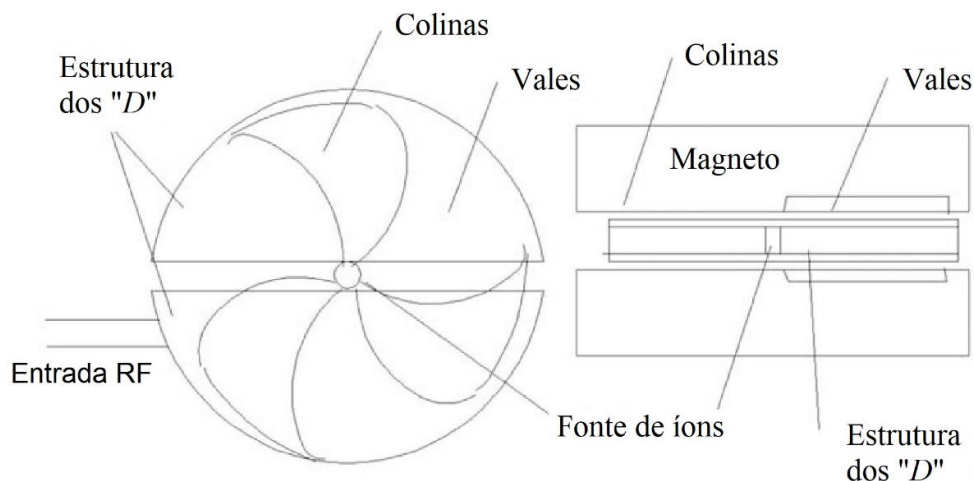
Fonte: Adaptado de (GE, 2004b).

### 2.1.1 Princípio de operação

De acordo com a teoria da eletrodinâmica, a frequência de rotação de uma partícula carregada que viaja num campo magnético é independente do raio da órbita. A energia da partícula aumenta à medida que a velocidade da partícula aumenta. O ciclotron utiliza esta característica para produzir partículas de razoavelmente alta energia num espaço relativamente confinado. A câmara de aceleração do ciclotron é colocada entre os polos de um campo magnético homogêneo (Figura 2) (IAEA, 2008).

O campo magnético do ciclotron, aplicado perpendicularmente ao plano da órbita dos íons, faz com que os mesmos viajem em órbitas circulares. Para o caso do ciclotron *PETtrace*, o campo magnético é da ordem de 1,8 T (GE, 2005; IAEA, 2008).

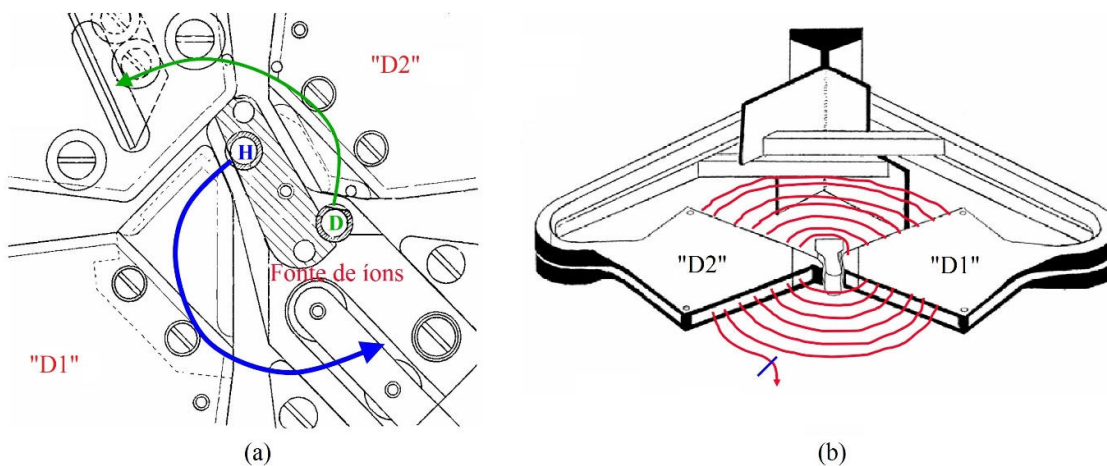
Figura 2. Estrutura de um ciclotron mostrando o ímã, estrutura "D" e fonte de íons.



Fonte: Adaptado de (IAEA, 2008).

No *PETtrace*, os íons de hidrogênio ( $H^+$ ) ou deutério ( $D^+$ ), produzidos na fonte de íons, são acelerados para fora do centro. Os íons são acelerados pela ação de um campo elétrico alternado, produzido entre dois ou mais eletrodos em forma de D, chamados "D", entre os quais os íons passam sucessivamente a cada volta (Figura 3). A polaridade dos eletrodos é invertida em sincronismo com a passagem dos íons, de forma que os íons ganham impulso a cada passagem. Uma vez que a frequência de rotação das partículas permanece constante com o aumento da energia das partículas, o diâmetro da órbita aumenta até que a partícula pode ser extraída até a borda exterior da máquina (IAEA, 2008).

Figura 3. (a) Extração dos íons na fonte de íons e (b) princípio da trajetória do feixe em uma estrutura "D".



Fonte: Adaptado de (GE, 2005).

## 2.2 Interação de nêutrons com a matéria

### 2.2.1 Conceitos gerais

A descoberta do nêutron em 1932 por James Chadwick teve uma importância fundamental no desenvolvimento das ciências nucleares. A massa relativamente elevada e a ausência de carga elétrica são propriedades especialmente interessantes dos nêutrons que conferem aos mesmos inúmeras aplicações científicas e tecnológicas.

Os nêutrons podem ser gerados por reatores nucleares, aceleradores de partículas, fontes radioisotópicas, entre outros. Em cada caso, eles são removidos do núcleo de um átomo por algum processo de rearranjo nuclear, e, desta forma, podem apresentar um espectro em energia compreendido desde nêutrons de baixa energia ( $E_n < 2 \times 10^{-7}$  eV) até nêutrons de alta energia ( $E_n > 100$  MeV) (BYRNE, 1994).

É conveniente classificar os nêutrons de acordo com suas energias. Essa classificação em grupos de energia é arbitrária. Uma das classificações mais utilizadas para nêutrons em termos de energia é apresentada a seguir:

- Nêutrons térmicos:  $E_n \leq 0,025$  eV
- Nêutrons epitérmicos:  $0,025$  eV  $< E_n \leq 10$  keV
- Nêutrons lentos:  $10$  keV  $< E_n \leq 100$  keV
- Nêutrons rápidos:  $100$  keV  $< E_n \leq 10$  MeV
- Nêutrons Relativísticos:  $E_n \geq 10$  MeV

Entretanto, para facilitar o estudo em dosimetria neutrônica, geralmente são consideradas apenas três faixas energéticas, onde é considerada a energia de corte do cádmio e classificados da seguinte forma (IAEA, 1985):

- Nêutrons térmicos:  $E_n \leq 0,4$  eV
- Nêutrons epitérmicos:  $0,4$  eV  $< E_n \leq 100$  keV
- Nêutrons rápidos:  $100$  keV  $< E_n \leq 20$  MeV

#### 2.2.1.1 Interação de nêutrons térmicos

São denominados nêutrons térmicos, aqueles cuja distribuição de energia é a mesma que a dos átomos e moléculas do meio no qual interagem. A consequência dessa interação é o equilíbrio térmico dos nêutrons com o meio alvo, permanecendo maior tempo nas vizinhanças dos núcleos, o que aumenta a probabilidade de serem capturados. Estes nêutrons ao serem

capturados pelo núcleo produzem comumente reações de captura, mas reações do tipo (n, $\gamma$ ), (n,p), (n, $\alpha$ ) ou (n,f) também podem ocorrer (IAEA, 1985).

Em condições de equilíbrio térmico, sua distribuição segue a distribuição de Maxwell de velocidades, conforme descrito na Equação (1):

$$n(v) dv = \frac{4nv^2}{\sqrt{\pi}} \left[ \frac{m}{2kT} \right]^{3/2} \exp\left(-\frac{1}{2} \frac{mv^2}{kT}\right) dv \quad (1)$$

onde,  $n(v)dv$  é o número de densidade com velocidades entre  $v$  e  $v + dv$ ;  $m$  é a massa do nêutron;  $k$  é a constante de Boltzmann; e  $T$  é a temperatura absoluta em Kelvin.

A densidade total do nêutron é dada por:

$$n_{th} = \int_0^{\infty} n(v) v dv$$

A velocidade mais provável é:

$$v_0 = \left( \frac{2kT}{m} \right)^{1/2}$$

e possui um valor de  $2200 \text{ m}\cdot\text{s}^{-1}$  a  $20^\circ\text{C}$ . A sua energia média é de aproximadamente  $E_0 = kT = 1/2 mv_0^2$  e seu valor é  $0,0253 \text{ eV}$  a  $20^\circ\text{C}$ . É evidente que a energia de um nêutron térmico depende da temperatura do meio onde ele interage e, apesar de os nêutrons térmicos não terão a mesma energia, a maioria situa-se perto do valor mais provável. Todos os nêutrons térmicos são considerados como tendo energias abaixo de  $0,4 \text{ eV}$ , o que corresponde a energia de corte da absorção do cádmio (IAEA, 1985).

### 2.2.1.2 Interação de nêutrons Epitérmicos

Os nêutrons epitérmicos são produzidos como resultado da colisão elástica dos nêutrons rápidos com materiais de baixo número atômico. Os nêutrons moderados com este tipo de interação apresentam um espectro proporcional a  $1/E$  e a sua distribuição é proporcional ao inverso da velocidade ( $1/v$ ).

As interações dos nêutrons epitérmicos incluem a interação  $1/v$  para nêutrons térmicos, mas para elementos com números atômicos intermediários e superiores, reações do tipo (n,p), (n, $\alpha$ ), (n,f) e de espalhamento inelástico (n,n') são possíveis (IAEA, 1985).



### 2.2.1.3 *Interação de nêutrons Rápidos*

Os nêutrons rápidos são aqueles que possuem energia superior a algumas centenas de keV. Nesse intervalo de energia os nêutrons possuem energia suficiente para interagir com a grande maioria dos núcleos através de reações limiars, e não somente por captura neutrônica ou espalhamento (IAEA, 1985).

### 2.2.1.4 *Interação do nêutron com a matéria*

A interação dos nêutrons com a matéria pode ser dividida em dois principais processos considerando o estado energético do núcleo alvo após a interação.

Um desses processos ocorre quando a energia cinética total da interação do nêutron com o núcleo alvo é conservada. O núcleo permanece em seu estado fundamental e não há alteração de sua estrutura nuclear. Este processo é denominado de espalhamento elástico (KNOLL, 2010).

O outro processo, denominado de absorção, ocorre quando o nêutron incidente é absorvido pelo núcleo alvo, e pelo menos parte da energia cinética do nêutron incidente é absorvida por ele, deixando-o excitado. A excitação do núcleo gera outros fenômenos, dentre os quais se destacam o espalhamento inelástico, a captura radioativa, a fissão induzida e a produção de partículas carregadas (KNOLL, 2010).

- No espalhamento inelástico, o nêutron incidente é absorvido pelo núcleo alvo. Em seguida, o núcleo excitado emite um nêutron com energia diferente do incidente. Mesmo após essa emissão, o núcleo poderá ainda não ter alcançado a estabilidade, sendo necessário liberar o excesso de energia através da emissão de radiação gama.
- Na captura radioativa, o nêutron incidente forma, com o núcleo alvo, um núcleo composto que apresenta energia de excitação igual à energia de ligação do nêutron, acrescida à energia cinética do nêutron incidente. Em todas as faixas de energia do nêutron incidente, observa-se captura radioativa, porém ocorre com maior frequência para nêutrons térmicos.
- A fissão induzida é a fragmentação do núcleo em duas ou mais partes após absorver o nêutron. Este tipo de reação é mais provável com nêutrons térmicos no  $^{235}\text{U}$ ,  $^{239}\text{Pu}$  e  $^{233}\text{U}$ . Com nêutrons rápidos, este processo ocorre na maioria dos núcleos pesados. Durante a fissão induzida, ocorre a liberação de diversos tipos de radiação, dentre os quais, nêutrons e raios gama.

## 2.3 Grandezas radiológicas

As grandezas radiológicas relevantes na dosimetria e radioproteção para o campo de nêutrons são definidas a seguir.

### 2.3.1 Número de partículas

O número de partículas,  $N$ , é o número de partículas emitidas, transferidas ou recebidas. A distribuição,  $N_E$ , do número de partículas em relação à energia vem dada por:

$$N_E = \frac{dN}{dE} \quad (2)$$

onde  $dN$  é o número de partículas com energias entre  $E$  e  $E+dE$ . O número de partículas por unidade volume,  $n$ , vem dado por:

$$n = \frac{dN}{dV} \quad (3)$$

onde  $dN$  é o número de partículas no volume  $dV$ . Outra definição de  $n$  é a de densidade numérica de partículas (ICRU, 2011).

### 2.3.2 Fluxo

O fluxo  $\dot{N}$  é definido como a razão entre  $dN$  e  $dt$ , onde  $dN$  é o incremento do número de partículas no intervalo de tempo  $dt$ , assim:

$$\dot{N} = \frac{dN}{dt} \quad (4)$$

A unidade do fluxo é o inverso do segundo ( $s^{-1}$ ) (ICRU, 2011).

### 2.3.3 Fluência e taxa de fluência

Define-se a fluência  $\Phi$  como a razão entre  $dN$  e  $da$ , onde  $dN$  é o número de partículas incidentes em uma esfera com área de seção transversal  $da$ , ou seja:

$$\Phi = \frac{dN}{da} \quad (5)$$

A unidade da fluência é o inverso do metro quadrado ( $m^{-2}$ ) (ICRU, 2011).

A taxa de fluência  $\varphi$  é definida como a razão do incremento da fluência num dado intervalo de tempo  $dt$ . É representada por:

$$\varphi = \frac{d\Phi}{dt} \quad (6)$$

A unidade de taxa de fluência é  $\text{m}^{-2} \text{s}^{-1}$  (ICRU, 2011).

#### **2.3.4 Equivalente de Dose Ambiente**

O equivalente de dose ambiente,  $H^*(d)$  em um ponto de um campo de radiação, é o equivalente de dose que seria produzido pelo campo expandido e alinhado correspondente na esfera ICRU, na profundidade  $d$ , no raio oposto à direção do campo alinhado (ICRU, 2011).

O equivalente de dose ambiente é uma grandeza utilizada para monitoração de área. Para a dosimetria de nêutrons, o valor de  $d$  é igual a 10 mm,  $H^*(10)$ , para radiações fortemente penetrantes. A unidade do equivalente de dose ambiente, no Sistema Internacional de Unidades (SI), é o joule por quilograma ( $\text{J} \cdot \text{kg}^{-1}$ ) mais conhecida como sievert (Sv) (IAEA, 2001; ICRU, 2011).

#### **2.4 Espectrometria de nêutrons**

Com a descoberta do nêutron, observou-se que este se apresentava em um intervalo muito amplo de energia e por possuir um comportamento particular em faixas energéticas distintas, os pesquisadores foram levados a caracterizar seu espectro em termos de energia.

Com o tempo, alguns sistemas de espectrometria foram elaborados e, desde então, a espectrometria neutrônica tem contribuído com o desenvolvimento da física nuclear, tornando-se uma importante ferramenta em vários outros campos como, por exemplo, na tecnologia nuclear e na radioterapia.

Para a realização da espectrometria neutrônica, existem alguns métodos utilizados tradicionalmente, os quais são geralmente divididos de acordo com os princípios empregados para a detecção do nêutron ou com o tipo de arranjo experimental utilizado para determinar sua energia (KNOLL, 2010; TSOULFANIDIS e LANDSBERGER, 2011).

- No primeiro método, o nêutron é espalhado e a energia do núcleo de recuo é medida (esse método é o mesmo que levou à descoberta do nêutron);
- O segundo método permite que seja obtida a energia das partículas carregadas emitidas a partir de uma reação nuclear nêutron induzida;
- O terceiro método realiza a espectrometria dos nêutrons através do conhecimento de sua velocidade, método muito estudado e denominado de técnica do tempo de voo;
- No quarto método, a energia mínima do nêutron é determinada através do surgimento de um efeito da reação nêutron-induzida como, por exemplo, um raio gama com energia bem definida;

- E finalmente, o quinto método vale-se da distribuição energética em um conjunto de detectores.

Independentemente do método empregado, a maioria dos sistemas de espectrometria utilizados nos laboratórios foram concebidos entre os anos 1960 a 1980 e conseqüentemente, aprimorados desde então.

Diferentes sistemas foram desenvolvidos para realizar espectrometria neutrônica, sendo os mais utilizados os detectores limiares (ativação ou fissão), os contadores proporcionais de  $^3\text{He}$ , cintiladores de LiI, detectores de prótons de recuo e o método do tempo de voo.

## 2.5 Espectrometria de nêutrons pelo método de ativação

Uma amostra de um determinado material pode ser exposta a um fluxo de nêutrons durante um período de tempo e, então removida para que a radioatividade induzida naquele material possa ser contada. As radiações medidas podem então ser usadas para deduzir informações sobre o número e/ou distribuição de energia dos nêutrons no campo de origem. Os materiais usados desta forma são frequentemente chamados de detectores de ativação (KNOLL, 2010).

Como as seções de choque para reações de nêutrons são mais altas para baixas energias, os detectores de ativação são comumente aplicados para a medição de nêutrons lentos. Para conseguir um elevado grau de sensibilidade, são escolhidos materiais que possuem valores de seção de choque elevados para uma reação induzida por nêutrons, o que conduz a uma forma mensurável da radioatividade. Como o livre caminho médio dos nêutrons em materiais de alta seção de choque é pequeno, a espessura do material deve ser mantida pequena para evitar a perturbação do fluxo neutrônico sob medição. Assim, a forma geométrica comum do material é a de uma folha fina ou a de um fio de pequeno diâmetro (KNOLL, 2010).

### 2.5.1 Ativação e decaimento

A detecção de nêutrons pode ser realizada indiretamente medindo-se a radioatividade que é induzida nas folhas de ativação devido a interação com um fluxo de nêutrons. Para o caso onde o fluxo de nêutrons permanece imperturbável, a taxa de reação ( $R$ ), na qual as interações de ativação ocorrem dentro da folha, é dada pela seguinte expressão:

$$\text{Reações por segundo} = \int_{vol} \int_0^{\infty} N(x, y, z) \sigma(E) \varphi(E, x, y, z) dV dE \quad (7)$$

onde,  $\sigma$  é a seção de choque de ativação sobre o espectro de nêutrons,  $\varphi$  é a taxa de fluência de nêutrons e  $N$  é o número total de núcleos radioativos presentes na folha de ativação.

Em geral,  $R$  pode ser uma função do tempo, no entanto, para problemas estacionários, a taxa de reação  $R$  pode ser considerada constante. Isto pressupõe que o fluxo de nêutrons permanece constante. Por outro lado, considerando que o fluxo de nêutrons é independente da posição no detector, e que o número total de átomos na folha é  $N$ , a Eq. (7) torna-se:

$$R = N \int_0^{\infty} \sigma(E) \varphi(E) dE \quad (8)$$

A integral sobre a energia da Eq. (8) é normalmente expressa como (TSOULFANIDIS e LANDSBERGER, 2011):

$$\int_0^{\infty} dE \sigma(E) \varphi(E) = \bar{\sigma} \int_0^{\infty} \varphi(E) dE = \bar{\sigma} \varphi = \sigma \varphi \quad (9)$$

Isto é, a seção de choque microscópica média é usada, mesmo que a barra superior que indica a média seja descartada. A Eq. (8) será usada sem a barra superior, mas deve-se considerar que  $\sigma$  é uma média sobre o espectro de energia dos nêutrons. Desta forma, a taxa de reação  $R$  torna-se:

$$R = \sigma \varphi N \quad (10)$$

À medida que a folha é irradiada, a espécie nuclear radioativa que é formada também sofre decaimento radioativo. A taxa de decaimento é dada simplesmente por  $\lambda N$ , onde  $\lambda$  é a constante de decaimento. A variação da taxa em  $N$  é dada pela diferença entre a taxa de formação e a taxa de decaimento:

$$\frac{dN}{dt} = R - \lambda N \quad (11)$$

Como mencionado anteriormente, assume-se que  $R$  é uma constante, deduzindo que o fluxo de nêutrons não varia durante a exposição, e considerando desprezível a diminuição no número de núcleos alvo durante a medição. A solução da Equação (11) para a condição  $N = 0$  em  $t = 0$  é:

$$N(t) = \frac{R}{\lambda} (1 - e^{-\lambda t}) \quad (12)$$

A atividade induzida ( $A$ ) da folha é definida como segue:

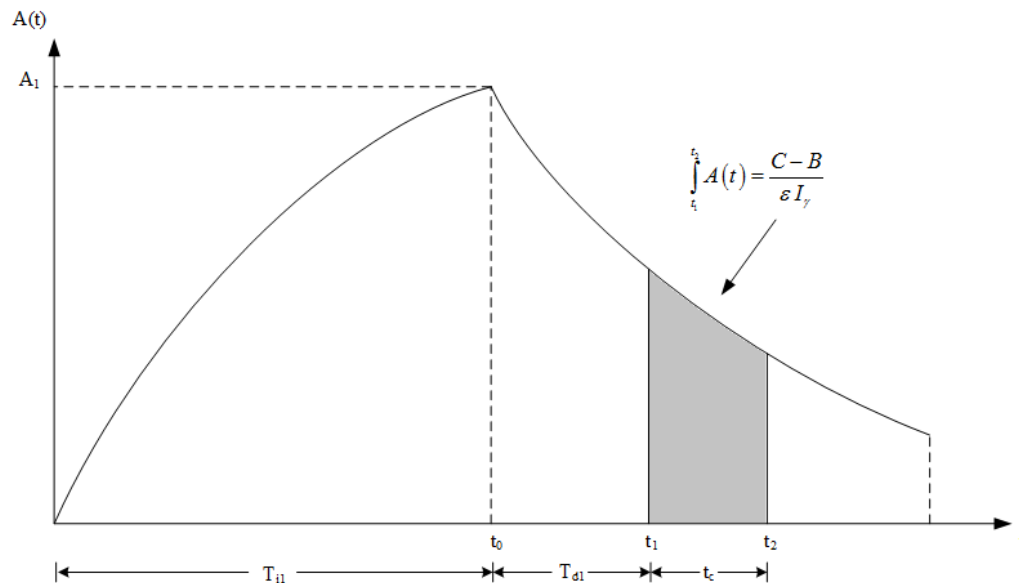
$$A(t) = R(1 - e^{-\lambda t}) \quad (13)$$

Assume-se que a irradiação é definida para um tempo de duração  $t_0$ , no qual a folha é removida com uma atividade  $A$ :

$$A = R(1 - e^{-\lambda t_0}) \quad (14)$$

Após a exposição ao fluxo de nêutrons, a folha é transferida para o detector *HPGe* para a medição da sua atividade induzida. Como a atividade está continuamente decaindo durante esta etapa, deve-se ter em conta cuidadosamente cada um dos momentos envolvidos. A contagem é realizada num intervalo de tempo entre  $t_1$  e  $t_2$  (Figura 4).

Figura 4. A atividade de um detector de ativação após a inserção em um fluxo de nêutrons constante em  $t = 0$  e remoção no tempo  $= t_0$ . O número medido é proporcional à área sob a curva de decaimento entre  $t_1$  e  $t_2$ .



Fonte: Adaptado de (KNOLL, 2010).

Assim, a atividade induzida em termos do número de contagens será (Anexo I):

$$A_1 = \frac{\lambda(C-B)}{\epsilon I_\gamma e^{-\lambda T_{d1}} (1 - e^{-\lambda t_c})} \quad (15)$$

Portanto, a partir das Equações (16) e (15), a taxa de reação é dada por:

$$R = \frac{\lambda(C-B)}{\epsilon I_\gamma e^{-\lambda T_{d1}} (1 - e^{-\lambda t_c}) (1 - e^{-\lambda T_{i1}})} \quad (17)$$

onde,  $\lambda$  é a constante de decaimento;  $C$  é o número de contagens;  $B$  é o número de contagens de fundo no detector no intervalo de tempo  $t_2 - t_1$ ;  $\epsilon$  é a eficiência de contagem;  $I_\gamma$  é a

probabilidade de emissão de raios  $\gamma$ ;  $T_{il}$  é o tempo de irradiação em [s];  $T_{dl}$  é o intervalo de tempo entre o fim da irradiação e o início da contagem,  $t_1 - t_0$ , em [s], e  $t_c$  é o tempo de contagem no detector,  $t_2 - t_1$ , em [s].

Um parâmetro importante que deve ser considerado é a correlação do tempo de irradiação em relação à meia vida do radioisótopo produzido (TSOULFANIDIS e LANDSBERGER, 2011). Assim:

- Para tempos de irradiação curtos comparados com a meia vida, a atividade se incrementa linearmente com o tempo.

Se  $\lambda T_{il}$  for muito menor que 1, tem-se que  $e^{-\lambda T_{il}} \approx 1 - \lambda T_{il} \therefore (1 - e^{-\lambda T_{il}}) = \lambda T_{il}$

Assim, a atividade induzida e a taxa de reação são definidas pelas seguintes expressões:

$$A_1 = R \lambda T_{il} \quad (18)$$

$$R = \frac{(C - B)}{\epsilon I_\gamma e^{-\lambda T_{dl}} (1 - e^{-\lambda t_c}) T_{il}} \quad (19)$$

- Para tempos de irradiação muitas vezes superiores comparados com a meia vida, a atividade alcança um valor de saturação ( $A_s$ ). Teoricamente, a atividade de saturação é atingida para  $t = \infty$  ( $T_{il} \geq 6\tau_{1/2}$ ).

Assim, a atividade de saturação é definida pela seguinte expressão:

$$A_s = R = \sigma \phi N \quad (20)$$

$$A_s = \frac{\lambda (C - B)}{\epsilon I_\gamma e^{-\lambda T_{dl}} (1 - e^{-\lambda t_c}) (1 - e^{-\lambda T_{il}})} \quad (21)$$

## 2.5.2 Taxa de reação e taxa de fluência de nêutrons

### 2.5.2.1 Taxa de reação de nêutrons térmicos e epitérmicos

A taxa de reação por átomo, isto é, sem considerar o número total de núcleos radioativos ( $N$ ), de uma folha de ativação nua, exposta a um campo misto de nêutrons térmicos e epitérmicos ou de ressonância é dada por (ASTM, 2013):

$$R = R_{th} + R_{res} \quad (22)$$

onde  $R_{th}$  representa apenas a parte da taxa de reação que é induzida por nêutrons térmicos e  $R_{res}$  representa a contribuição epitérmica.

Na convenção de *Stoughton e Halperin*, a taxa de reação na Equação (22) pode ser expressa como:

$$R_s = \varphi_0 g \sigma_0 + \varphi_e g \sigma_0 \left[ f_1 + \frac{w'}{g} + \frac{I_0}{g \sigma_0} \right] \quad (23)$$

onde,  $\varphi_0$  e  $\varphi_e$  são as taxas de fluência de nêutrons térmicos e epitérmicos;  $\sigma_0$  é a seção de choque a 2200 m/s;  $I_0$  é a integral de ressonância;  $f_1$  é a função que descreve a ativação na faixa epitérmica de um detector  $1/v$ ;  $w'$  é uma função, que explica a divergência da seção de choque a partir da lei  $1/v$ ; e  $g$  é o fator de *Westcott*. Todos estes parâmetros são definidos na norma ASTM E262 - 13 (ASTM, 2013).

Para avaliar as contribuições dos nêutrons térmicos e epitérmicos, estes podem ser separados através de uma técnica conhecida como método de diferença de cádmio. Este método é baseado no fato de que o cádmio é um eficaz absorvedor de nêutrons abaixo de alguma energia,  $E_{Cd}$ , mas passam nêutrons com energias acima de  $E_{Cd}$ . A  $E_{Cd}$  é conhecida como a “energia eficaz de corte de cádmio” e é igual a 0,4 eV (BECKURTS e WIRTZ, 1964; IAEA, 1985).

A folha irradiada sob estas condições está apenas sujeita a reações com os chamados nêutrons epitérmicos, que não foram absorvidos na cobertura de cádmio. A taxa de reação para uma folha coberta de cádmio é  $R_{Cd}$ , e é relacionada com  $R$  a partir da razão de cádmio (CR) (ASTM, 2016):

$$CR = \frac{R}{R_{Cd}} \quad (24)$$

A diferença entre as taxas de reação  $R$  e  $R_{Cd}$  corresponde à parte da atividade da folha nua que é induzida pelos nêutrons que são capturados no cádmio (IAEA, 1985),

$$R_{Cd} - R = R \left( \frac{CR - 1}{CR} \right) = R F_{Cd} \quad (25)$$

onde,

$$F_{Cd} = \frac{CR - 1}{CR} \quad (26)$$

A taxa de reação em termos da taxa de fluência de nêutrons epitérmicos, é definida como:



$$R_{Cd} = \varphi_e I_0 \quad (27)$$

A Equação (27) pode ser usada para eliminar o parâmetro desconhecido na Equação (23), isto é, a taxa de fluência de nêutrons epitérmicos,  $\varphi_e$ . Assim, pode ser obtida unicamente uma expressão em termos da taxa de reação de nêutrons térmicos (ASTM, 2013):

$$\varphi_0 g \sigma_0 = R_{th} = R - R_{Cd} \left( 1 + \frac{g \sigma_0}{I_0} f_1 + \frac{\sigma_0 w'}{I_0} \right) \quad (28)$$

Todos os métodos de medição estão sujeitos aos efeitos do auto blindagem de nêutrons, assim, a versão modificada da Equação (28), que leva em consideração tanto um fator de auto blindagem térmico ( $G_{th}$ ), como um fator de auto blindagem epitérmico ( $G_{res}$ ) é:

$$\begin{aligned} \varphi_0 g \sigma_0 &= \frac{R_{th}}{G_{th}} \\ &= \frac{1}{G_{th}} \left[ R - R_{Cd} \left( 1 + \frac{g \sigma_0}{G_{res} I_0} f_1 + \frac{\sigma_0 w'}{G_{res} I_0} \right) \right] \end{aligned} \quad (29)$$

A Tabela 1 apresenta os dados nucleares das referências da norma ASTM E262 - 13 utilizadas neste trabalho para as folhas de Au.

Tabela 1. Dados nucleares das referências da norma ASTM E262 - 13 para as folhas de Au.

Reação	$\sigma_0$ barns	g (T=293 K)	$I_0/g\sigma_0$	$w'$	$G_{res}$	$G_{th}$
$^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$	$98,69 \pm 0,09\%$	1,005	$15,7 \pm 0,3$	0,0500	0,987	1,000

### 2.5.2.2 Taxa de fluência de nêutrons

Para avaliar as contribuições de nêutrons térmicos, epitérmicos e rápidos na casamata do ciclotron, foram determinadas as taxas de fluências de nêutrons (KNOLL, 2010; TSOULFANIDIS e LANDSBERGER, 2011 e PRICE, 1958).

A partir das Equações (8) e (9), a taxa de fluência de nêutrons térmicos é dada por:

$$\varphi_{th} = \frac{R_{th}}{\sigma_0 N} \quad (30)$$

onde,  $\varphi_{th}$  é a taxa de fluência térmica e  $\sigma_0$  e  $N$  são a seção de choque a 2200 m/s e o número total de núcleos radioativos presentes na folha, já definidos anteriormente.

A taxa de fluência de nêutrons epitérmicos é devida a atividade induzida na folha coberta pelo cádmio, assim, a partir da Eq. (8), tem-se a expressão:

$$R_{Cd} = N \int_{0,4eV}^{\infty} \sigma(E) \phi(E) dE \quad (31)$$

Nesta faixa de energia, os nêutrons desaceleram com um espectro  $1/E$ ; isto é,  $\phi(E)$  é dado por  $K/E$ , onde  $K$  é uma constante (PRICE, 1958; BECKURTS e WIRTZ, 1964).

$$\phi(E) dE = K \frac{dE}{E} \quad (32)$$

Substituindo a Eq. (32) na Eq. (31), e colocando o limite superior na integral conforme a faixa de nêutrons epitérmicos, temos que:

$$R_{Cd} = NK \int_{0,4eV}^{10keV} \frac{\sigma(E)}{E} dE \quad (33)$$

A integral na Eq. (33) é conhecida como integral de ressonância ( $I_0$ ), já apresentada na Eq. (23); seus valores são encontrados na literatura (MUGHABGHAB, 2003). A partir da última equação, pode-se considerar a seguinte relação:

$$K = \frac{R_{Cd}}{I_0 N} \quad (34)$$

Substituindo a Eq. (34) na Eq. (33) e realizando a integração, tem-se a expressão da taxa de fluência de nêutrons epitérmicos:

$$\phi_e = \frac{R_{Cd}}{I_0 N} \ln \left( \frac{E_2}{E_1} \right) \quad (35)$$

onde,  $E_1$  é a energia eficaz de corte de cádmio, 0,4 eV;  $E_2$  é a energia limite adotada para a faixa de nêutrons epitérmicos, 10 keV.

Para avaliar as contribuições de nêutrons rápidos na casamata do ciclotron, foi utilizado o método de reações de ativação de limiar (KNOLL, 2010; TSOULFANIDIS e LANDSBERGER, 2011 e PRICE, 1958). A taxa de fluência de nêutrons rápidos é dada por:

$$\phi_f \Big|_{E_T}^E = \frac{R_s}{\sigma_c N} \quad (36)$$

Onde  $\sigma_c$  é definida como o valor médio da seção de choque acima do limiar,  $E_T$  é a energia limiar e  $E$  é a energia máxima definida para a reação de interesse.

## 2.6 O Método de Monte Carlo

O estudo do transporte de radiação em um sistema pode ser realizado através de métodos computacionais determinísticos ou por métodos computacionais estocásticos.

No método determinístico, o comportamento das partículas é determinado através da solução da equação de transporte. Porém, para resolvê-la é necessário considerar várias aproximações, por exemplo, de espaço, tempo e energia, o que em problemas práticos implica em soluções pouco realistas (KALOS e WHITLOCK, 2008).

O método estocástico, que tem como seu principal representante a técnica de Monte Carlo (MC), não considera aquelas simplificações, pois, as relações de espaço tempo e energia do sistema são representadas em um subespaço adimensional através de funções de densidade de probabilidade (KALOS e WHITLOCK, 2008).

O método de Monte Carlo provou ser uma ferramenta poderosa e versátil na solução de problemas de transporte de partículas que são difíceis ou impossíveis para resolver adequadamente por outras técnicas matemáticas.

Na forma básica do método, realiza-se uma “experiência” no computador simulando os processos físicos reais que regem o comportamento real das partículas são considerados nas simulações. A ideia principal é criar uma série de histórias de vida (ou seja,  $10^8$ ) das partículas de origem, usando técnicas de amostragem aleatórias para representar as leis de probabilidade que descrevem o comportamento real das partículas e para rastrear passo a passo a passagem aleatória das partículas através do meio. A história de uma partícula é seguida até que ela não possa mais contribuir com informações de interesse para o problema em questão. O histórico de vida é então encerrado e uma partícula “nova” é iniciada a partir da fonte (FONSECA, 2014).

Atualmente, códigos computacionais baseados no Método de MC têm se tornado ferramentas robustas no estudo do transporte de radiação. Isto se deve principalmente ao desenvolvimento de computadores cada vez mais velozes, assim como, à qualidade dos algoritmos utilizados e ao melhor conhecimento sobre os espectros e fontes de radiação.

### 2.6.1 O código computacional MCNP

O código de Monte Carlo usado neste trabalho é o *Monte Carlo N-Particle* (MCNP/MCNPX) desenvolvido pelo Laboratório Nacional de Los Alamos (*Los Alamos National Laboratory* - LANL) (X-5 MONTE CARLO TEAM, 2003a). O MCNPX é usado para simular o transporte de nêutrons, fótons, elétrons, pósitrons e, mais recentemente, outras partículas fundamentais e íons pesados.

O MCNPX simula a física de um sistema através da probabilidade básica usando:

- Seções de choque: probabilidades de ter uma interação,
- Distribuição angular: probabilidade de emissão sob ângulos específicos,
- Probabilidade de emissão com energia específica.

Ao longo de muitos anos, o MCNP/MCNPX encontrou uma ampla gama de aplicações em diversos campos, incluindo a física médica, proteção radiológica e dosimetria de nêutrons em reatores de pesquisa e aceleradores de partículas (PELOWITZ, 2011).

### 2.6.2 Estrutura do arquivo de entrada do MCNP

O arquivo de entrada (*input file*) do MCNP possui a seguinte estrutura de uma forma geral (X-5 MONTE CARLO TEAM, 2003b):

<b>Título do arquivo</b>
<b>Cartão de células (<i>cell cards</i>)</b>
<i>Linha em branco</i>
<b>Cartão de superfícies (<i>surface cards</i>)</b>
<i>Linha em branco</i>
<b>Cartão de dados (<i>data cards</i>)</b>
<i>Linha em branco (opcional)</i>

A construção do arquivo de entrada pode ser realizada em um editor de texto ou no *software* do MCNP Visual Editor (VISED). Na construção do arquivo de entrada deve-se prestar atenção nos diferentes parâmetros inseridos, inclusive na digitação correta dos mnemônicos que representam estas opções (PELOWITZ, 2011). Durante a construção do arquivo de entrada, o código realiza diversas verificações de parâmetros antes de qualquer simulação de transporte de radiação.

#### 2.6.2.1 Título do arquivo

É a primeira linha que aparece no arquivo de entrada do MCNP e, como as demais linhas, está limitada a 80 colunas.

#### 2.6.2.2 Descrição das células (*cell cards*)

Nesta parte dos dados de entrada, é feita a construção da geometria do problema. Para essa representação geométrica, utilizam combinações de formas geométricas predefinidas

(*macro bodies*), ou geometrias como planos, esferas, elipsoides, dentre outras, que são selecionadas e descritas no cartão de superfícies. Estas regiões podem ser combinadas utilizando-se operadores booleanos tais como: interseções e uniões. Nesta parte são nomeadas as células e são detalhadas as densidades dos materiais que irão compor a geometria do problema.

### 2.6.2.3 *Descrição das superfícies (surface cards)*

Nesta seção são definidas as formas geométricas a serem utilizadas na representação geométrica do problema; para isto, são usados caracteres mnemônicos indicando o tipo de superfície selecionada.

### 2.6.2.4 *Descrição dos dados físicos (data cards)*

Seção dos dados de entrada onde é descrita a parte da física do problema, Nesta seção é definido o tipo de partícula a ser simulada, os materiais, densidades e seções de choque, a geometria da fonte e suas distribuições de energia e angular; e os tipos de detectores a serem utilizados na simulação do problema.

#### 2.6.2.4.1 Tipo de radiação (*mode card*)

Nesta seção é definido o tipo de radiação (ou radiações) que será analisado no problema.

No MCNP, as possibilidades são:

N:	apenas o transporte de nêutrons;
N P:	transporte de nêutrons e fótons;
P:	apenas o transporte de fótons;
E:	apenas o transporte de elétrons;
P E:	transporte de fótons e elétrons;
N P E:	transporte de nêutrons, fótons e elétrons.

O intervalo de energia, que é possível de ser representado no MCNP, para cada tipo de radiação é:

Nêutrons:	de $10^{-11}$ MeV a 20 MeV;
Fótons:	de 1 keV a 1 GeV, e;
Elétrons:	de 1 keV a 1 GeV.

#### 2.6.2.4.2 Importância da célula – (*imp card*)

O “IMP” pode ser escrito como IMP: N ou P ou E. Este é o mnemônico para definir a importância de uma célula, que é utilizada no MCNP para:

- a) Finalizar a história da partícula;
- b) Realizar a separação das regiões geométricas de maior importância para as de menor importância. As importâncias normalmente são representadas por:
  - 0: sem importância
  - 1, 2, ... n: mais importantes
- c) Realizar o método de redução de variância.

#### 2.6.2.4.3 Especificação de Materiais

Os materiais são representados no MCNP pela composição isotópica, através da estrutura: ZAIID1 fração1    ZAIID2 fração2 ...

onde:

- ZAIIDn é uma representação numérica para identificação do elemento ou nuclídeos na forma ZZZAAA.nnX, contendo o número atômico do elemento (Z), a massa do elemento (A) e com nn e X sendo opções para acionamento de bibliotecas de seções de choque especiais.
- fraçãon é a fração de ZAIIDn presente no material. A fração pode ser positiva, caso esteja expressada em fração de peso, ou negativa, se expressada em fração atômica.

#### 2.6.2.4.4 Especificação da fonte

Existem várias opções para definir a fonte no MCNP, como sua geometria (pontual, plana, volumétrica, etc.), posição (ou posições), energia (distribuição discreta ou contínua), direção, dentre outros dados que caracterizam a fonte.

#### 2.6.2.4.5 Detector (*tally*)

O detector, denominado de *tally* no MCNP é uma função que calcula diferentes tipos de grandeza e podem ser selecionadas através do uso de seu mnemônico correspondente, conforme apresentado na Tabela 2:

Tabela 2. Grandezas que podem ser calculadas pelo MCNP.

Mnemónico	Descrição
F1: N ou F1: P ou F1: E	Corrente integrada sobre uma superfície
F2: N ou F2: P ou F2: E	Fluxo médio sobre uma superfície
F4: N ou F4: P ou F4: E	Fluxo médio sobre uma célula
F5: N ou F5: P	Fluxo em um ponto
F6: N ou F6: N, P ou F6: P	Energia depositada em uma célula
F7: N	Deposição da energia média de fissão em uma célula
F8: E ou F8: P, E	Distribuição de pulsos de energia criados em um detector
+F8: E	Deposição de carga

Fonte: (X-5 MONTE CARLO TEAM, 2003b)

### 2.6.3 Determinação da média, variância e desvio padrão no MNCP

O resultado de um cálculo, utilizando-se o método de Monte Carlo, representa a média de várias “histórias” executadas durante a simulação. As histórias são geradas por amostragem aleatória e um valor da grandeza é associado a cada “história”. Seja  $f(x)$  a função densidade de probabilidade de uma “história” selecionada de valor  $x$ . A resposta é o valor esperado de  $x$ ,  $E(x)$ , onde:

$$E(x) = \int x f(x) dx \quad (37)$$

A função  $f(x)$  raramente é conhecida; porém, a média verdadeira,  $x$ , pode ser estimada através do método de Monte Carlo pela equação:

$$\bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i \quad (38)$$

onde  $x_i$  é o valor de  $x$  correspondente à “história”  $i$ , e  $N$  é o número total de “histórias”. A variância  $S^2$ , pode ser estimada através do método de Monte Carlo pela equação:

$$S^2 = \frac{\sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2}{N-1} \quad (39)$$

sendo  $S$  o desvio padrão da população  $x$ , obtido utilizando-se os valores  $x_i$  que foram gerados por amostragem aleatória. A variância da distribuição da média  $x$  é calculada por:

$$S_x^2 = \frac{S^2}{N} \quad (40)$$

É importante ressaltar que  $S_{\bar{x}}$  é proporcional a  $1/N$ . Para reduzir  $S_{\bar{x}}$  à metade é necessário executar quatro vezes o número de “histórias. A grandeza  $S_{\bar{x}}$  também pode ser reduzida mantendo-se  $N$  constante, utilizando-se técnicas de redução de variância (SHULTIS e FAW, 2004).

#### 2.6.4 Estimativa do erro relativo no MCNP

Todas as grandezas calculadas no MCNP aparecem nos arquivos de dados de saída seguidas por um número, que é o erro relativo definido por (SHULTIS e FAW, 2004):

$$R = \frac{S_{\bar{x}}}{\bar{x}} \quad (41)$$

O manual do MCNP apresenta a Tabela 3 como uma recomendação para interpretar os valores de  $R$  das grandezas calculadas (X-5 MONTE CARLO TEAM, 2003a).

Tabela 3. Interpretação do erro relativo  $R$ .

Valor de $R$	Classificação da grandeza calculada
0,5 a 1	Descartável
0,2 a 0,5	Pouco confiável
0,1 a 0,2	Questionável
< 0,10	Geralmente digna de confiança (exceto detector pontual)
< 0,05	Geralmente digna de confiança

Fonte: (X-5 MONTE CARLO TEAM, 2003a)

#### 2.6.5 Modelos físicos

Cinco cartões de entrada (LCA, LCB, LCC, LEA e LEB) de controle de parâmetros físicos para as opções Bertini, ISABEL, CEM03 (*Cascade-exciton model*), INCL4 (*Liège Intra-Nuclear Cascade*) e Fluka, oferecem ao usuário o controle das opções físicas (PELOWITZ, 2011). Nesta seção somente serão detalhados os cartões LCA e LEA, para mais detalhe referente aos outros cartões recomenda-se consultar o manual do código MCNPX 2.70 (PELOWITZ, 2011).

A Tabela 4, mostra como diferentes combinações de modelos físicos são possíveis usando a terceira e nona entrada, *ixixa* [LCA (3)] e *icem* [LCA (9)], no cartão LCA e a sétima entrada, *ievap* [LEA (7)], no cartão LEA:



Tabela 4. Diferentes combinações de modelos físicos.

Combinações	LCA (3)	LCA (9)	LEA (7)
Bertini / Dresner	1	0	0
ISABEL / Dresner	2	0	0
Bertini / ABLA	1	0	2
ISABEL / ABLA	2	0	2
CEM03	---	1	---
INCL4 / Dresner	0	2	0
INCL4 / ABLA	0	2	2

Fonte: (PELOWITZ, 2011)

### 2.6.5.1 LCA

O cartão LCA é usado para selecionar o modelo Bertini, ISABEL, CEM03, ou INCL4, bem como para definir determinados parâmetros utilizados nos modelos Bertini e ISABEL. O modelo CEM03 é um pacote autônomo sem opções ajustáveis pelo usuário.

*LCA ielas ipreq iexisa ichoic jcoul nexite npidk noact icem ilaq*

Os modelos CEM e LAQGSM são altamente recomendados sobre a física padrão (LCA 8J 1 1); *noact* é muito útil para examinar as reações individuais.

Os modelos Bertini e ISABEL invocam o modelo de evaporação Dresner com o modelo de fissão *Rutherford Appleton Laboratory* (RAL) de forma padrão. O modelo de fissão pode ser mudado para o modelo ORNL (*Oak Ridge National Laboratory*) usando a opção *ievap* no cartão LEA. O modelo de evaporação pode ser mudado de Dresner a ABLA definindo o *ievap=2*.

O modelo CEM03 permite a interação de nêutrons e prótons de até 5 GeV e pions de até 2,5 GeV para iniciar reações nucleares. O CEM03 consiste de um modelo de cascata intranuclear, seguido por um modelo pré-equilíbrio e um modelo de evaporação. Possíveis eventos de fissão são iniciados em fase de equilíbrio para núcleos compostos com número de carga superior a 70. A evaporação/fissão/fragmentação é tratada principalmente pelo *Generalized Evaporation/Fission Model* (GEM2). Fragmentos de fissão passam por uma fase de evaporação que depende de sua energia de excitação. Após a evaporação, uma desexcitação dos núcleos residuais segue, gerando raios gama utilizando os dados PHT (dados de estrutura nuclear necessários para gerar fótons de desexcitação) (PELOWITZ, 2011).

### 2.6.5.2 *LEA*

O cartão *LEA* controla a evaporação, dissolução ou quebra de Fermi, os parâmetros de nível de densidade, e os modelos de fissão.

*LEA ipht icc nobalc nobale ifbrk ilvden ievap nofis*

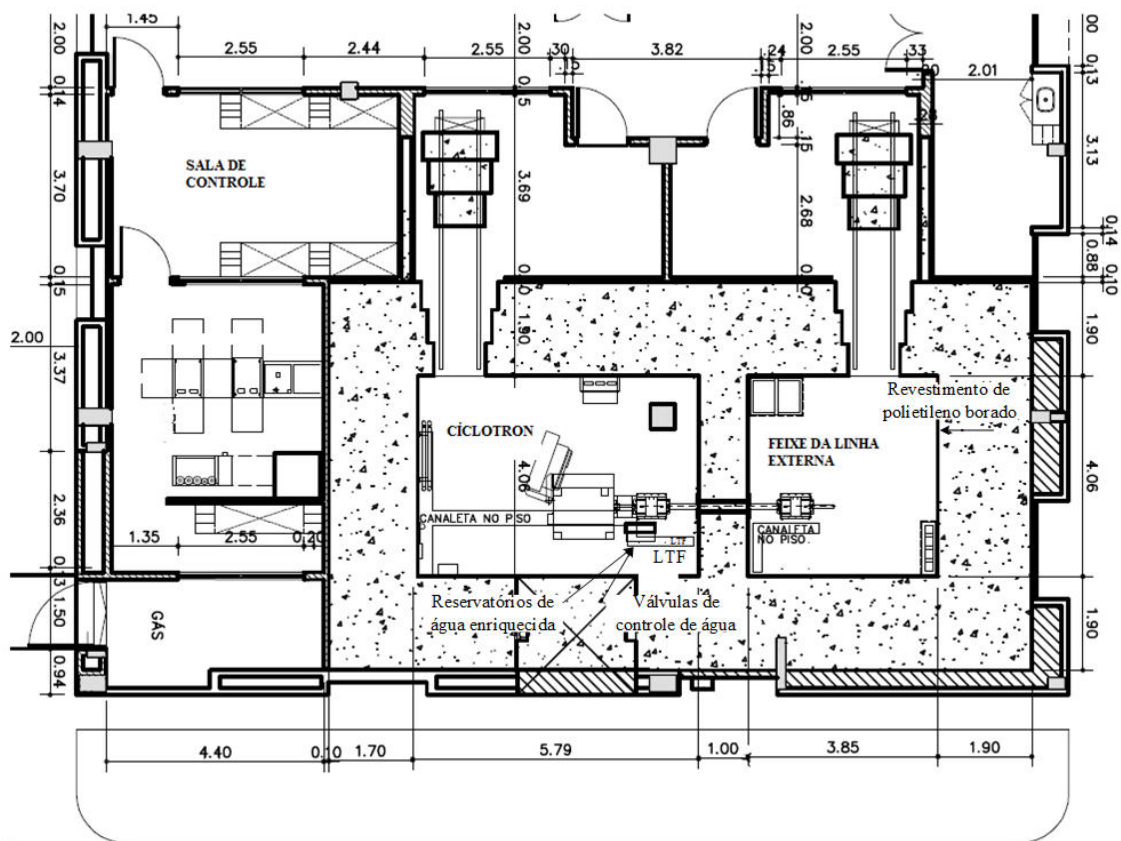
Estes parâmetros são externos ao modelo específico intranuclear de cascata/pré-equilíbrio escolhido (Bertini, ISABEL ou INCL) e pode ser usado com qualquer uma destas opções, exceto o CEM03 (PELOWITZ, 2011).

### 3 MÉTODOS E RESULTADOS

#### 3.1 Cíclotron *GE PETtrace-8*

Este trabalho foi realizado no cíclotron da Unidade de Pesquisa e Produção de Radiofármacos (UPPR) do Centro de Desenvolvimento da Tecnologia Nuclear (CDTN/CNEN), em Belo Horizonte, Brasil. O cíclotron *GE PETtrace-8* do CDTN, fabricado pela *General Electric*, possui um plano de aceleração vertical capaz de acelerar íons de hidrogênio ( $H^+$ ) ou de deutério ( $D^+$ ), os quais são produzidos na fonte de íons. Estas duas partículas carregadas, o  $H^+$  e o  $D^+$ , são aceleradas com energias de 16,5 MeV e de 8,4 MeV, e com intensidades máximas de corrente de 75  $\mu A$  e 60  $\mu A$ , respectivamente. O croqui da planta onde é instalado o cíclotron é apresentado na Figura 5.

Figura 5. Planta das casamatas do cíclotron.



O *PETtrace* é um sistema integrado de produção de traçadores PET que compreende um sistema de controle, uma estação de trabalho do operador, sistemas de alvos e sistemas de síntese. O sistema de alvos está equipado com seis alvos, dois deles incluídos para a produção

de  $^{18}\text{F}$ , alvos 1 e 4, os quais são constituídos por uma estrutura de alta pressão e de alto rendimento. Na parte posterior do LTF (*Liquid Filled Target*), estão localizados os reservatórios com água enriquecida de  $^{18}\text{O}$  utilizadas nas irradiações, assim como as válvulas que controlam o envio do volume de água para os alvos (Figura 5). O cíclotron do CDTN tem o alvo 2 prolongado, formando um feixe externo, posicionado em uma casamata separada denominada de casamata da linha externa, com paredes de concreto de 190 cm de espessura.

Figura 6. Cíclotron *PETtrace-8* detalhando os seus alvos (acima), o alvo 2 prolongado (abaixo) e suas principais partes.



## 3.2 Estudo do espectro de nêutrons na produção do $^{18}\text{F}$

### 3.2.1 Modelagem do ciclotron *PETtrace-8*

O código de Monte Carlo MCNPX versão 2.7.0 foi utilizado neste trabalho como ferramenta computacional para o desenvolvimento da modelagem da estrutura do ciclotron *PETtrace-8*, das casamatas do ciclotron e do feixe da linha externa, assim como, a do alvo do ciclotron para o estudo do termo fonte de radiação. Esta versão do código vem com a biblioteca de dados nucleares das seções de choque de nêutrons ENDF/B-VII.0, a qual, foi utilizada para o cálculo teórico das principais grandezas, taxa de fluência, taxas de reação e taxas de equivalente de dose ambiente de nêutrons.

Primeiramente foram modeladas as casamatas do ciclotron como da linha externa, assim como, a coluna, pisos e teto. No modelo, foi adotado um bloco de concreto de 190 cm para representar o chão e o teto das casamatas. O material utilizado na modelagem destes componentes foi o concreto, em termos de fração de peso e densidade de  $2,28 \text{ g.cm}^{-3}$ , de acordo com o relatório dos testes de controle de qualidade realizados em amostras de concreto durante a construção das casamatas.

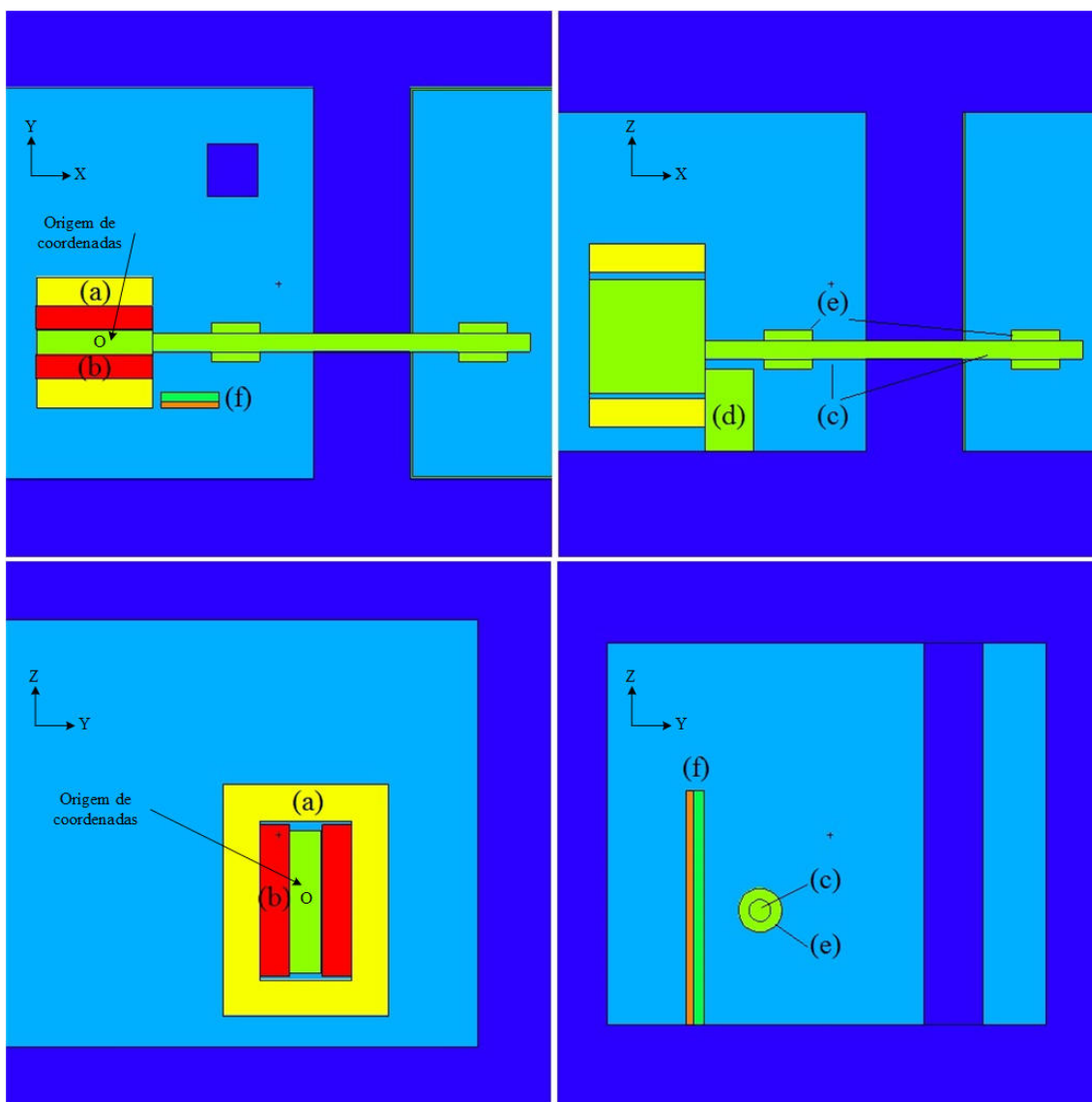
Adicionalmente, também foi modelado o revestimento das paredes internas da casamata do feixe da linha externa. Para o revestimento das paredes foram utilizadas lâminas de polietileno borado (5%) de 25 mm de espessura. As composições das lâminas de polietileno e do ar foram consideradas a partir dos trabalhos de Huhtinen e Mookhov (2000) e McConn e colaboradores (2006) (HUHTINEN e MOKHOV, 2000; MCCONN JR, GESH, *et al.*, 2011).

A modelagem do ciclotron foi realizada considerando-se:

- (a) um bloco de ferro com a região central oca, correspondente à disposição do magneto;
- (b) dois cilindros de cobre representando as bobinas;
- (c) cilindros de alumínio representando o tanque de vácuo e o feixe da linha externa;
- (d) um bloco de alumínio representando a bomba de vácuo;
- (e) cilindros de ferro representando os quadrupolos do feixe da linha externa e do ciclotron;
- (f) um conjunto de duas placas (10 cm de polietileno borado e 6 cm de chumbo) representando a estrutura de LTF .

A Figura 7 apresenta os detalhes da modelagem do ciclotron e a dos seus componentes, assim, como as das casamatas do ciclotron e a do feixe da linha externa.

Figura 7. Modelo do ciclotron do CDTN detalhando suas componentes visualizado com o software VISED.

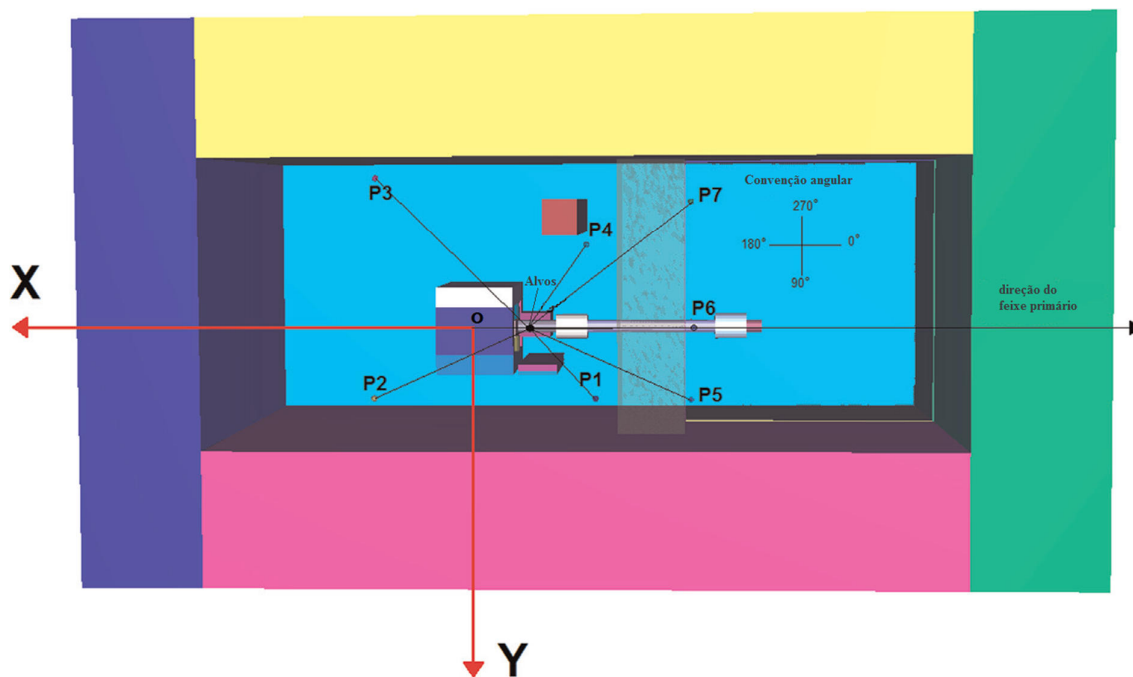


As simulações realizadas neste estudo como o código computacional MCNPX foram realizadas no cluster *Orion* do Laboratório de Nêutrons do Instituto de Radioproteção e Dosimetria (LN/IRD).

O estudo do espectro do campo neutrônico em função de sua energia foi realizado durante a produção do  $^{18}\text{F}$ . Para este estudo, foram escolhidos quatro pontos dentro da casamata do cíclotron: os pontos  $P_1$  e  $P_4$  foram localizados em frente da saída do feixe de radiação primário, contrário aos pontos  $P_2$  e  $P_3$ , localizados opostos à direção da saída do feixe de radiação primário. Adicionalmente, também foram escolhidos três pontos,  $P_5$ ,  $P_6$  e  $P_7$ , localizados dentro da casamata da linha externa.

A Figura 8 apresenta o modelo computacional do cíclotron e das casamatas detalhando-se a direção do feixe de radiação primário, a localização do alvo, a origem de coordenadas definida no ponto O, e os pontos de medida  $P_1$  a  $P_7$ .

Figura 8. Modelo do cíclotron e das casamatas detalhando a localização dos pontos medidos.



A Tabela 5 apresenta as coordenadas dos pontos, a distância dos pontos de medida aos alvos 1 e 4, chamados de  $T_1$  e  $T_4$ , assim como, o ângulo que a projeção do plano XY forma com a direção do feixe de radiação primário.

Tabela 5. Coordenadas dos alvos ( $T_1$  e  $T_4$ ) e pontos de medida ( $P_1$  a  $P_7$ ), distância dos pontos aos alvos e os ângulos da projeção XY do vetor  $T_i - P_j$  com a direção do feixe de radiação primário.

	Coordenadas			Distância a partir do alvo ( <sup>(1)</sup> (cm))		Ângulo ( <sup>(2)</sup> (°))	
	X	Y	Z	$T_1-P_j$	$T_4-P_j$		
$T_1$	-78,0	0,0	10,0				
$T_4$	-60,5	00,0	50,0				
$P_1$	-184,5	114,0	11,0	156,0	172,9	46,9	42,6
$P_2$	171,5	114,0	11,0	274,3	261,4	155,4	153,8
$P_3$	166,5	-239,0	11,0	341,9	331,9	224,3	226,5
$P_4$	-171,0	-131,0	11,0	160,7	175,8	324,6	319,9
$P_5$	-338,5	128,5	-100	310,6	341,0	26,3	24,8
$P_6$	-338,5	0,0	-100	282,8	315,9	0,0	0,0
$P_7$	-338,5	-200,5	-100	346,6	374,1	307,6	305,8

(1) Distância dos pontos  $P_j$  (“j” = 1 a 7) aos alvos  $T_1$  e  $T_4$ )

(2) Ângulo que a projeção no plano XY de cada vector  $T_i-P_j$  (formado pelos pontos “j” = 1 a 7 e os alvos “i” = 1 ou 4) forma com a direção do feixe de radiação primário.

### 3.2.2 O termo fonte de radiação

Para este primeiro estudo, o termo fonte de radiação utilizado no modelo computacional foi o fabricante do cíclotron (*GE Healthcare*). A Tabela 6 apresenta os dados fornecidos pelo fabricante do cíclotron, em termos da produção de nêutrons gerados e as suas energias médias quando o feixe de prótons primário interage com os principais componentes da estrutura do alvo durante a produção do  $^{18}\text{F}$ .

Tabela 6. Produção de nêutrons durante o bombardeio de prótons no cíclotron para a produção do  $^{18}\text{F}$  (15 MeV de energia e 75  $\mu\text{A}$  de corrente), fornecida pelo fabricante (*GE Healthcare*).

Material	Fluxo de prótons ( $\text{p.s}^{-1}$ )	Fluxo de nêutrons gerados ( $\text{n.s}^{-1}$ )	Energia média dos nêutrons gerados (MeV)
Al(p,n)	7,5E+13	5,3E+09	2,45
Si(p,n)	2,8E+14	5,3E+09	2,02
Cu(p,n)	1,9E+13	6,7E+09	1,96
Ta(p,n)	9,4E+13	1,9E+11	1,38
Havar(p,n)	4,6E+14	5,3E+11	2,29
$^{18}\text{O}[\text{H}_2\text{O}(\text{p,n})]$	4,6E+14	6,0E+11	1,93
<b>Total de nêutrons gerados</b>		1,34E+12	



### 3.2.2.1 Distribuição em energia

A distribuição do fluxo de nêutrons em termos de sua energia utilizada na simulação neste primeiro estudo, foi determinada utilizando dados da Tabela 6 e o modelo de evaporação, representado pela Equação (42) (VEGA-CARRILLO, 2001):

$$Q(E) = CEe^{-E/T} \quad (42)$$

onde,  $C$  é o fator de normalização,  $E$  é a energia em MeV e  $T$  é a temperatura nuclear, também em MeV. Para cada reação nuclear, as energias médias dos nêutrons gerados foram adotadas como sendo a temperatura nuclear,  $T$ , conforme a última coluna da Tabela 6. A distribuição do espectro de nêutrons em termos de sua energia definida pelo modelo de evaporação para a faixa de energia de até os 15 MeV é apresentada na Tabela 7.

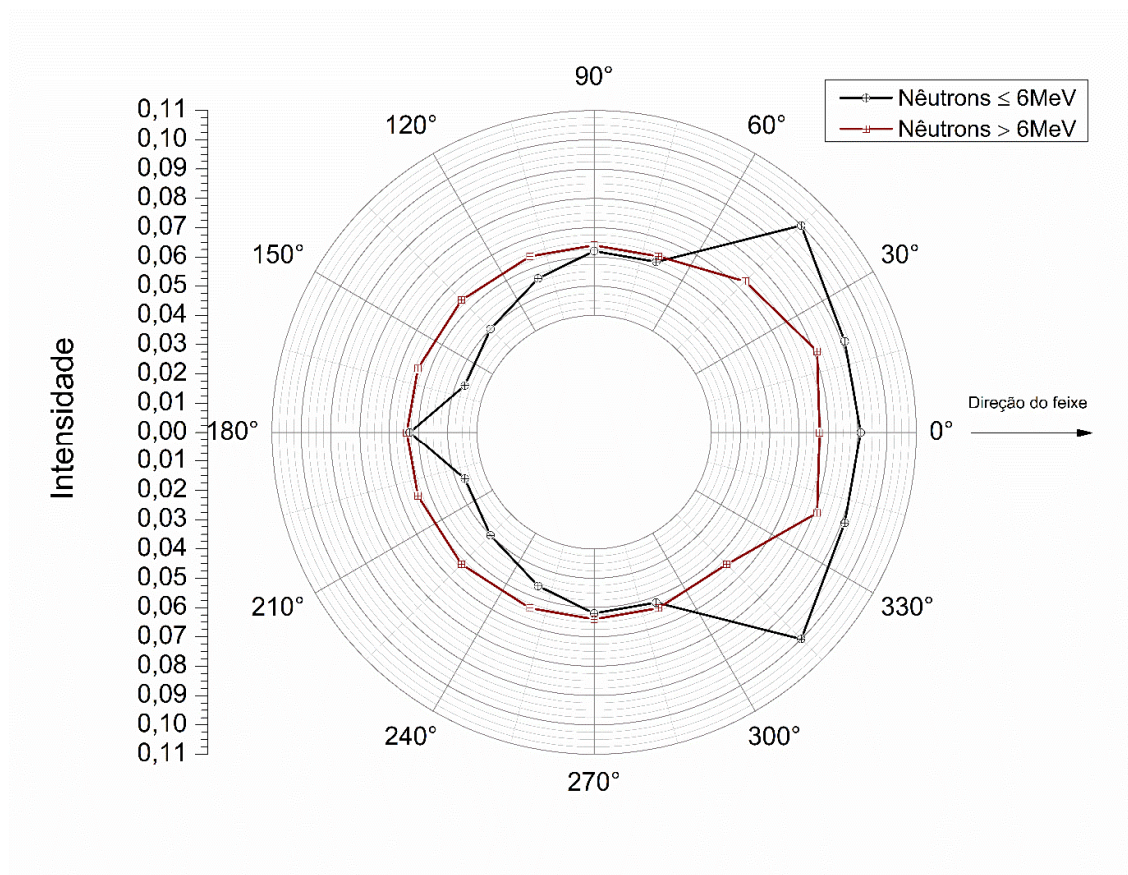
Tabela 7. Distribuição do espectro de nêutrons para as reações do feixe de prótons com o Al, Si, Cu, Ta, havar e  $^{18}\text{O}$ ]H<sub>2</sub>O utilizado nas simulações MCNP para o  $^{18}\text{F}$ .

<b>E</b> (MeV)	<b>Contribuição</b>						<b>Total</b>
	<b><math>^{18}\text{O}(\text{p,n})</math></b>	<b>Al(p,n)</b>	<b>Si(p,n)</b>	<b>Cu(p,n)</b>	<b>Ta(p,n)</b>	<b>Havar(p,n)</b>	
<b>0</b>	0,00E+00	0,00E+00	0,00E+00	0,00E+00	0,00E+00	0,00E+00	<b>0,00E+00</b>
<b>1</b>	9,85E+10	6,03E+08	8,12E+08	1,07E+09	5,05E+10	6,70E+10	<b>2,18E+11</b>
<b>2</b>	1,17E+11	8,02E+08	9,90E+08	1,29E+09	4,89E+10	8,65E+10	<b>2,56E+11</b>
<b>3</b>	1,05E+11	8,00E+08	9,05E+08	1,16E+09	3,56E+10	8,39E+10	<b>2,27E+11</b>
<b>4</b>	8,32E+10	7,09E+08	7,35E+08	9,29E+08	2,30E+10	7,23E+10	<b>1,81E+11</b>
<b>5</b>	6,20E+10	5,90E+08	5,60E+08	6,97E+08	1,39E+10	5,84E+10	<b>1,36E+11</b>
<b>6</b>	4,43E+10	4,70E+08	4,10E+08	5,02E+08	8,09E+09	4,53E+10	<b>9,90E+10</b>
<b>7</b>	3,08E+10	3,65E+08	2,91E+08	3,52E+08	4,57E+09	3,41E+10	<b>7,05E+10</b>
<b>8</b>	2,09E+10	2,77E+08	2,03E+08	2,41E+08	2,53E+09	2,52E+10	<b>4,94E+10</b>
<b>9</b>	1,40E+10	2,07E+08	1,39E+08	1,63E+08	1,38E+09	1,83E+10	<b>3,42E+10</b>
<b>10</b>	9,29E+09	1,53E+08	9,43E+07	1,09E+08	7,43E+08	1,32E+10	<b>2,35E+10</b>
<b>11</b>	6,09E+09	1,12E+08	6,32E+07	7,18E+07	3,96E+08	9,35E+09	<b>1,61E+10</b>
<b>12</b>	3,96E+09	8,13E+07	4,20E+07	4,71E+07	2,09E+08	6,59E+09	<b>1,09E+10</b>
<b>13</b>	2,55E+09	5,85E+07	2,78E+07	3,06E+07	1,10E+08	4,61E+09	<b>7,39E+09</b>
<b>14</b>	1,64E+09	4,19E+07	1,82E+07	1,98E+07	5,73E+07	3,21E+09	<b>4,98E+09</b>
<b>14,92</b>	1,04E+09	2,99E+07	1,19E+07	1,27E+07	2,97E+07	2,22E+09	<b>3,35E+09</b>
<b>Total</b>	<b>6,00E+11</b>	<b>5,30E+09</b>	<b>5,30E+09</b>	<b>6,70E+09</b>	<b>1,90E+11</b>	<b>5,30E+11</b>	<b>1,34E+12</b>

### 3.2.2.2 Distribuição angular

A distribuição angular dos nêutrons utilizada na simulação foi definida a partir dos dados publicados por Carroll (CARROLL, 2002) para a reação  $^{18}\text{O}(p,n)^{18}\text{F}$  (Figura 9).

Figura 9. Distribuição angular de nêutrons, utilizado no termo fonte de radiação.



### 3.2.2.3 Estimativa da taxa de fluência e da taxa de equivalente de dose ambiente

A grandeza taxa de fluência de nêutrons foi estimada em cada um dos pontos de medida ( $P_1$  ao  $P_7$ ) usando-se a função *F5 (point detector)* do MCNP, em unidades de  $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ . As taxas de equivalente de dose ambiente foram obtidas multiplicando a taxa de fluência de nêutrons pelos coeficientes de conversão da ICRP 74 (ICRP, 1996).

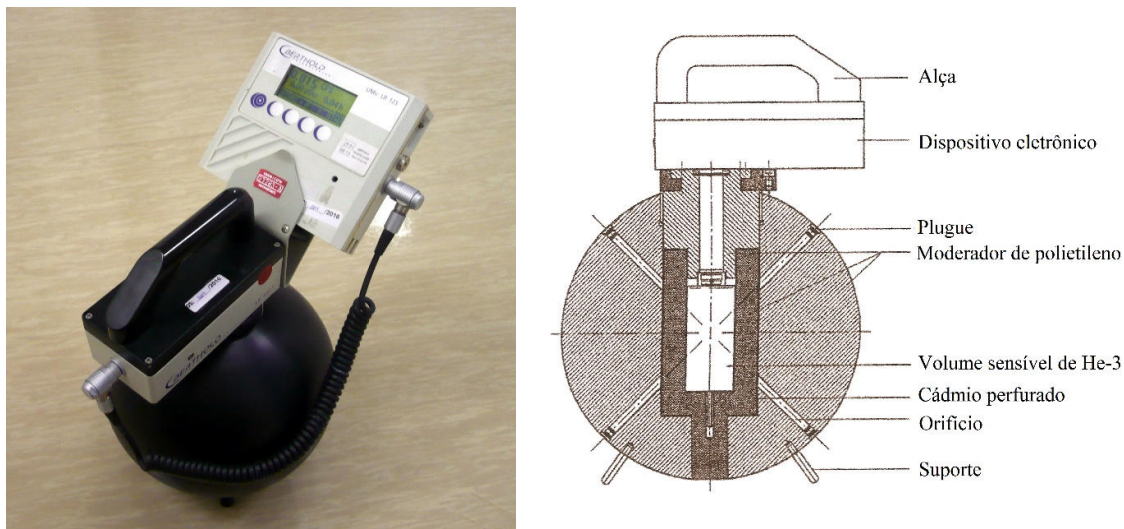
### 3.2.2.4 Simulação

As simulações foram realizadas para quatro arquivos de entrada (*inputs*), isto é, para nêutrons com energia  $E_n \leq 6$  MeV e para nêutrons com energia compreendida entre  $6 \text{ MeV} \leq E_n < 15$  MeV (Figura 9), e para os alvos T<sub>1</sub> e T<sub>4</sub>, respectivamente. O número de histórias definidas para cada uma das simulações foi de 5,0E+08, a fim de obter incertezas inferiores ao 5%.

### 3.2.3 Medidas das taxas de equivalente de dose ambiente com o monitor Berthold

O monitor de área de fabricação *Berthold* é composto principalmente pela sonda *LB 6411*, que é um contador proporcional preenchido com gás <sup>3</sup>He, e por um moderador esférico de polietileno (PE) de 25 cm de diâmetro externo e 9,2 kg de massa. A sonda também inclui uma fonte de alta tensão e um pré-amplificador, conforme apresentado na Figura 10. Na parte superior da sonda de nêutrons está a unidade de exibição UMo *LB123*. O monitor *Berthold* é projetado para medir a grandeza equivalente de dose ambiente ou taxa de equivalente de dose ambiente (BURGKHARDT, FIEG, *et al.*, 1997).

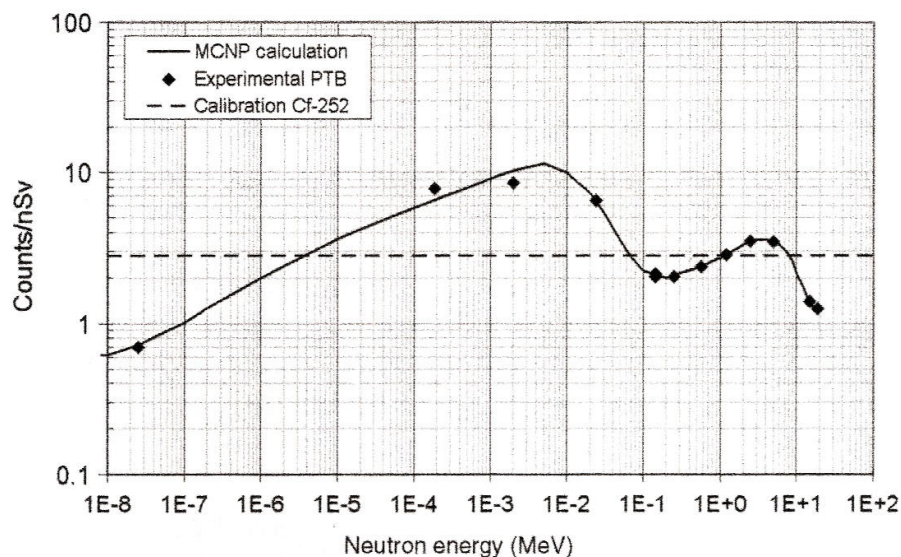
Figura 10. Monitor de área *Berthold LB 6411* (esquerda) e um esquema apresentando suas principais partes (direita).



Fonte: (KNOLL, 2010)

A resposta em função da energia da sonda de nêutrons *LB 6411* para o equivalente de dose ambiente é de aproximadamente  $\pm 30\%$  entre 50 keV e 10 MeV, conforme apresentado na

Figura 11. Número de contagens por unidade de equivalente de dose ambiente como uma função da energia dos nêutrons incidentes no monitor de área *Berthold*.



Fonte: (KNOLL, 2010)

As principais propriedades do monitor *Berthold LB 6411* conforme especificações do fabricante são:

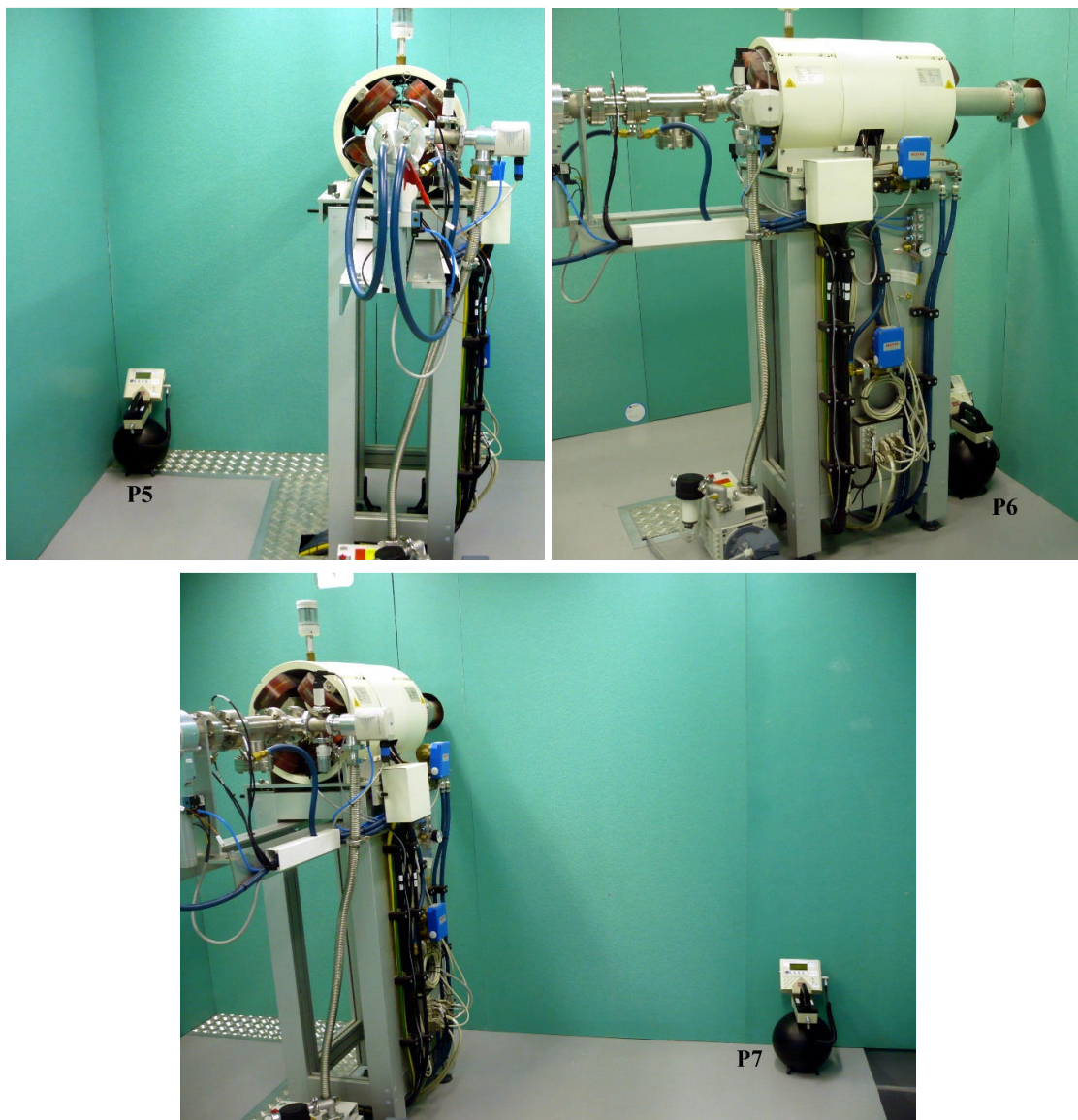
- Grandeza de medição:  $H^*(10)$  para nêutrons.
- Geometria do moderador: esférico; não apresenta dependência angular da sensibilidade, devido à geometria esférica.
- Faixa de medição:  $100 \text{ nSv}\cdot\text{h}^{-1}$  -  $100 \text{ mSv}\cdot\text{h}^{-1}$ ; taxa de equivalente de dose ambiente.
- Faixa de energia de nêutrons: 0,025 eV - 20 MeV.

As medidas experimentais da taxa de equivalente de dose ambiente com o monitor de área *Berthold LB 6411* foram realizadas unicamente para os pontos P<sub>5</sub>, P<sub>6</sub> e P<sub>7</sub>, devido a que a eletrônica do monitor não suporta realizar medidas em campos de radiação muito intensos, como é o caso da casamata do ciclotron.

A Figura 12 apresenta o arranjo experimental das medidas realizadas com o monitor *Berthold LB 6411* nos pontos P<sub>5</sub>, P<sub>6</sub> e P<sub>7</sub> localizados na casamata do feixe da linha externa.



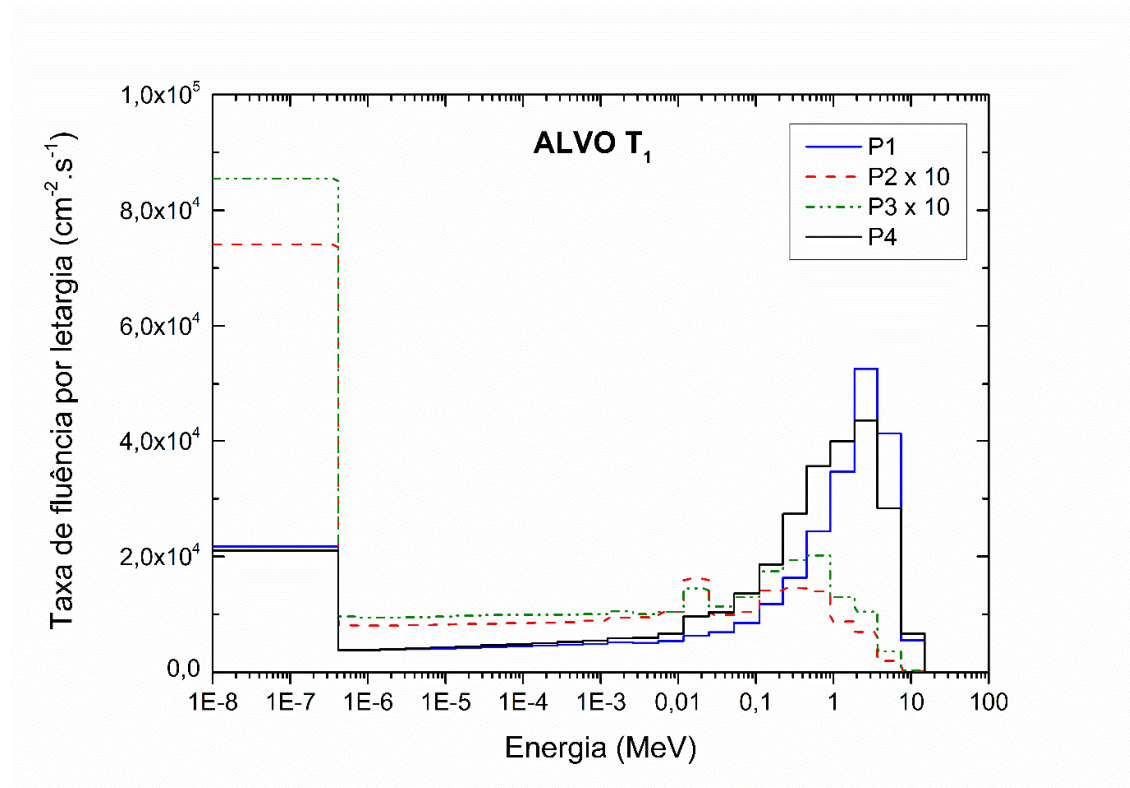
Figura 12. Medidas experimentais com o monitor *Berthold LB 6411* nos pontos P<sub>5</sub>, P<sub>6</sub> e P<sub>7</sub> localizados na casamata do feixe da linha externa.



### 3.2.4 Resultados do estudo do espectro de nêutrons na produção do $^{18}\text{F}$

As Figuras 13 e 14 apresentam os resultados dos espectros em termos de taxa de fluência por unidade de letargia (normalizado a  $1\ \mu\text{A}$ ) obtidos com o código MCNPX para os pontos P<sub>1</sub> a P<sub>4</sub>, para os dois cenários: com a fonte de radiação posicionada nos alvos T<sub>1</sub> e T<sub>4</sub>, respectivamente.

Figura 13. Taxa de fluência por unidade de letargia para o  $^{18}\text{F}$  (normalizado a  $1\ \mu\text{A}$ ) obtidos com o MCNPX para os pontos P<sub>1</sub> a P<sub>4</sub> para o alvo 1. Os valores dos pontos P<sub>2</sub> e P<sub>3</sub> foram multiplicados por um fator de 10.

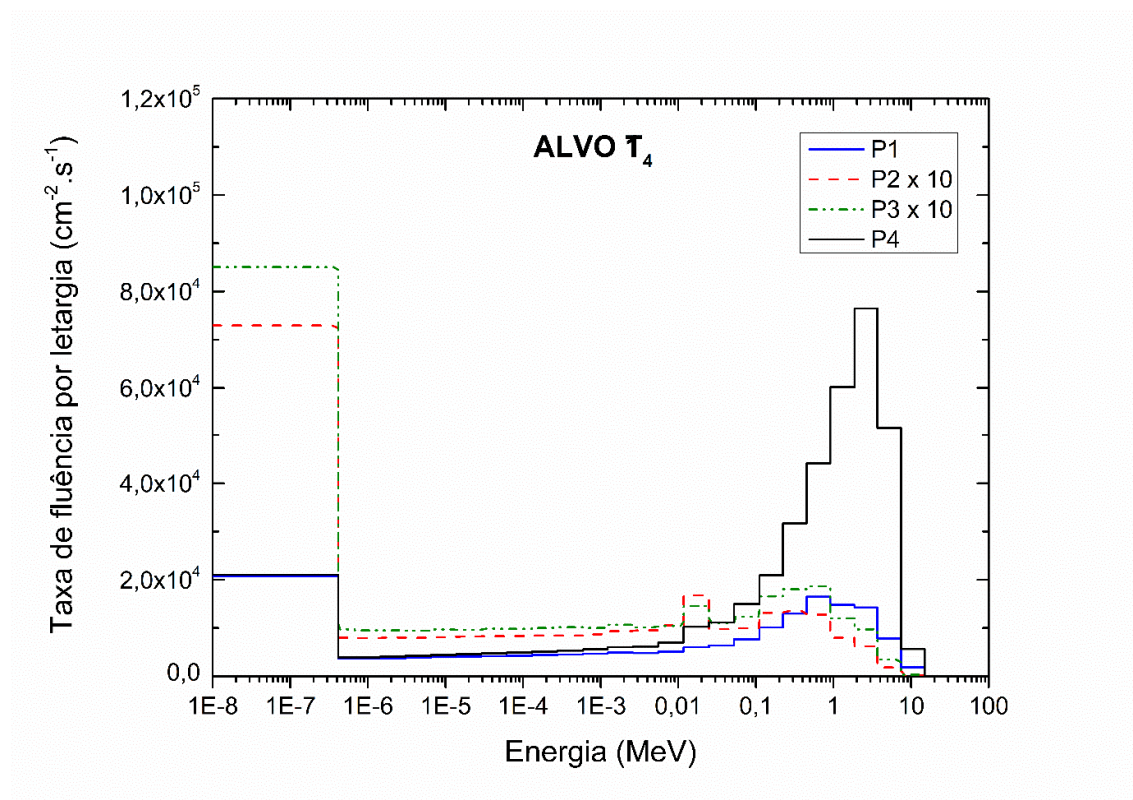


Nas Figuras 13 e 14, observa-se que todos os espectros calculados apresentam nêutrons térmicos ( $< 0,4\ \text{eV}$ ) e epitérmicos ( $0,4\ \text{eV}$  a  $0,1\ \text{MeV}$ ) devido aos nêutrons espalhados na sala (VEGA-CARRILLO *et al.*, 2007). Pode-se notar que a taxa de fluência por unidade de letargia para cada ponto apresenta formas diferentes de acordo com sua posição em relação à fonte de radiação.

Para os pontos P<sub>1</sub> e P<sub>4</sub>, com distâncias mais próximas aos alvos, a influência da blindagem do LTF pode ser verificada, comparando as diferenças na coordenada X dos alvos, conforme detalhado na Tabela 5. Quando a fonte está posicionada no alvo 4, o ponto P<sub>1</sub> fica quase totalmente blindado pelo LTF, o que não ocorre quando a fonte está no alvo 1. Assim,

para o P<sub>1</sub>, a fração de nêutrons não colidida foi aproximadamente 25% quando a fonte de radiação se encontra em T<sub>1</sub>, e < 1,3% quando posicionada em T<sub>4</sub>. Para o P<sub>4</sub>, localizado na direção oposta ao LTF, estes valores são aproximadamente 18% e 32%, respectivamente.

Figura 14. Taxa de fluência por unidade de letargia para o <sup>18</sup>F (normalizado a 1 μA) obtidos com o MCNPX para os pontos P<sub>1</sub> a P<sub>4</sub> para o alvo 4. Os valores dos pontos P<sub>2</sub> e P<sub>3</sub> foram multiplicados por um fator de 10.



Pode-se verificar também, que os pontos P<sub>2</sub> e P<sub>3</sub>, localizados na direção oposta ao feixe de radiação primário, apresentam uma elevada contribuição de nêutrons térmicos na taxa de fluência total aproximadamente 63% para ambos os alvos (T<sub>1</sub> e T<sub>4</sub>), contrariamente ao apresentado pelos pontos P<sub>1</sub> e P<sub>4</sub>, 30% e 27% para T<sub>1</sub>, e 41% e 22% para T<sub>4</sub>, respectivamente.

A região epitérmica dos espectros simulados para os pontos P<sub>1</sub> a P<sub>4</sub> apresentaram uma contribuição na taxa de fluência total de nêutrons quase constante, 23%, 27%, 26% e 26% para o alvo T<sub>1</sub>; e de 31%, 27%, 26% e 22%; para o alvo T<sub>4</sub>, respectivamente.

A contribuição de nêutrons rápidos ( $E > 0,1$  MeV) na taxa de fluência total foi de 48%, 10%, 12% e 48%, quando a fonte estava posicionada em T<sub>1</sub>, e de 29%, 9%, 11% e 56%, quando posicionada em T<sub>4</sub>, respectivamente. Para as duas localizações da fonte de radiação (nos alvos T<sub>1</sub> e T<sub>4</sub>), as frações de nêutrons não colididos para os pontos P<sub>2</sub> e P<sub>3</sub> foram muito baixas (< 0,0002%).



A Tabela 8 mostra os resultados em termos das grandezas, taxa de fluência total, taxa de equivalente de dose ambiente e energia média, obtidos com MCNPX para os pontos P<sub>1</sub> a P<sub>4</sub>. Os valores das incertezas das taxas de fluência total, das taxas de equivalente de dose ambiente e das energias médias para os pontos P<sub>1</sub> a P<sub>4</sub>, foram de até 0,05%; 0,13%; 0,17% e 0,06%, para o alvo T<sub>1</sub>, e de até 0,14%; 0,19%; 0,22% e 0,06%, para o alvo T<sub>4</sub>, respectivamente.

Tabela 8. Resultados das taxas de equivalente de dose ambiente, taxas de fluência total e energias médias dos nêutrons obtidos com o MCNPX para o <sup>18</sup>F. Os resultados foram normalizados a 1 μA.

Grandezas	Pontos			
	P <sub>1</sub>	P <sub>2</sub>	P <sub>3</sub>	P <sub>4</sub>
<b>Taxa de fluência total</b>				
(cm <sup>2</sup> .s <sup>-1</sup> )				
MCNP-T <sub>1</sub>	2,73E+05	4,34E+04	5,07E+04	2,93E+05
MCNP-T <sub>4</sub>	1,91E+05	4,25E+04	5,02E+04	3,60E+05
<b>Energia média</b>				
(MeV)				
MCNP-T <sub>1</sub>	1,22	0,09	0,12	1,00
MCNP-T <sub>4</sub>	0,49	0,09	0,12	1,26
<b>H*(10)</b>				
(mSv.h <sup>-1</sup> )				
MCNP-T <sub>1</sub>	183,1	6,4	8,6	188,6
MCNP-T <sub>4</sub>	74,1	6,0	8,2	278,2

A Tabela 9 apresenta os resultados da comparação entre as taxas de equivalente de dose ambiente obtidos com o MCNPX e as obtidas com o monitor de área *Berthold LB 6411* nos pontos P<sub>5</sub> a P<sub>7</sub>.

Tabela 9. Comparação entre os resultados das taxas de equivalente de dose ambiente H\*(10) obtidos com o MCNPX e com o monitor de área *Berthold* para os pontos P<sub>5</sub> a P<sub>7</sub>, para o <sup>18</sup>F.

Grandezas	Pontos								
	P <sub>5</sub>			P <sub>6</sub>			P <sub>7</sub>		
H*(10)									
(μSv.h <sup>-1</sup> )									
MCNP - T <sub>1</sub>	0,451	±	0,14	0,270	±	0,08	0,147	±	0,04
MCNP - T <sub>4</sub>	0,245	±	0,07	0,916	±	0,27	0,123	±	0,04
Berthold - T <sub>1</sub>	0,265	±	0,08	0,279	±	0,08	0,143	±	0,04
Berthold - T <sub>4</sub>	0,154	±	0,05	0,232	±	0,07	0,112	±	0,03

A partir da Tabela 9, pode-se observar que as razões entre as taxas de equivalente de dose ambiente obtidas com o código MCNPX em relação às medidas com o monitor de área *Berthold* nos pontos P<sub>5</sub> a P<sub>7</sub>, foram de 1,70; 0,97 e 1,03 para o alvo T<sub>1</sub>, e de 1,59; 3,95 e 1,10 para o alvo T<sub>4</sub>, respectivamente. As energias médias dos nêutrons medidos nos pontos P<sub>5</sub> a P<sub>7</sub> foram de 0,98; 0,69 e 0,62 para o alvo T<sub>1</sub>, e de 0,51; 0,68 e 0,53 para o alvo T<sub>4</sub>, respectivamente. Os valores das incertezas das taxas de equivalente de dose ambiente de nêutrons para os quatro pontos e ambos os alvos foram de até aproximadamente 33%. Todos os valores das incertezas expandidas foram determinados com fatores de abrangência k=2, e para um nível de confiança de aproximadamente 95%.

Pode-se observar que, os resultados das razões das taxas de equivalente de dose ambiente nos pontos P<sub>6</sub> e P<sub>7</sub> para o alvo T<sub>1</sub>, e P<sub>7</sub> para o alvo T<sub>4</sub> ficaram muito próximos, apresentando diferenças de aproximadamente 3,2%; -2,8% e 9,8%, respectivamente. Os resultados para os outros pontos apresentaram diferenças de 50 a 280%, concluindo-se neste estudo, investigar a emissão da taxa de nêutrons do termo fonte de radiação.

### 3.3 Estudo do espectro de nêutrons na produção do $^{13}\text{N}$

Analogamente à etapa anterior, o estudo do espectro do campo neutrônico em função da energia gerada durante a produção do  $^{13}\text{N}$  foi realizado conforme a metodologia descrita para o  $^{18}\text{F}$ . As simulações também foram realizadas utilizando o código MCNPX 2.7.0 e com a mesma biblioteca de seções de choque de nêutrons ENDF/B-VII.0 (PELOWITZ, 2011).

O modelo computacional utilizado no presente estudo foi o mesmo que no caso da produção do  $^{18}\text{F}$ , e o mesmo raciocínio também foi empregado para a definição do termo fonte. Porém, como este estudo é realizado para a produção do  $^{13}\text{N}$ , a contribuição dos nêutrons devido a reação  $^{18}\text{O}(p,n)^{18}\text{F}$  foi retirada, e o número total de nêutrons emitidos pela fonte foi modificada de  $1,34\text{E}+12 \text{ n.s}^{-1}$  para  $7,37\text{E}+11 \text{ n.s}^{-1}$ .

A Tabela 10 apresenta os valores do fluxo de nêutrons após a interação do feixe de prótons com o Al, Si, Cu, Ta, havar e  $^{16}\text{O}]\text{H}_2\text{O}$ .

A distribuição angular neste modelo foi a mesma utilizada para a reação  $^{18}\text{O}(p,n)^{18}\text{F}$  (Figura 9). A grandeza taxa de fluência de nêutrons também foi estimada para os pontos  $P_1$  a  $P_7$  usando a função *F5 (point detector)*, em unidades de  $\text{cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ . Os valores das taxas de equivalente de dose ambiente também foram obtidos a partir do produto das taxas de fluência de nêutrons com os coeficientes de conversão da ICRP 74 (ICRP, 1996).

A validação da simulação para os pontos  $P_5$ ,  $P_6$  e  $P_7$  foi realizada a partir das medidas das taxas de equivalente de dose ambiente utilizando o monitor de área *Berthold LB 6411*, calibrado para medir a grandeza equivalente de dose ambiente.

As simulações foram realizadas para quatro arquivos de entrada (*inputs*), isto é, para a energia de nêutrons  $E_n \leq 6 \text{ MeV}$ , e para energia de nêutrons no intervalo  $6 \text{ MeV} < E_n \leq 15 \text{ MeV}$ , para os alvos  $T_1$  e  $T_4$ , respectivamente. A fim de obter as incertezas inferiores a 3%, a simulação foi realizada com o número de histórias de  $1,0\text{E}+09$ .

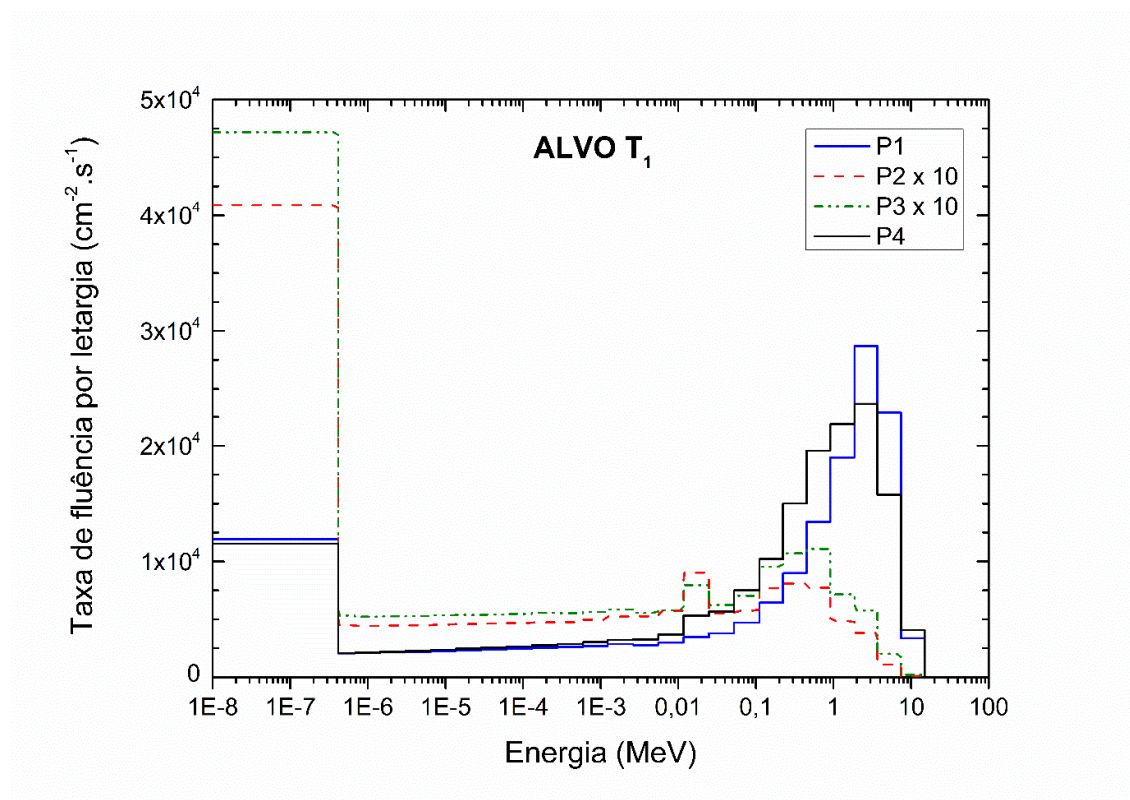
Tabela 10. Distribuição do espectro de nêutrons para as reações do feixe de prótons com o Al, Si, Cu, Ta, Havar e  $[^{16}\text{O}]\text{H}_2\text{O}$  utilizado nas simulações Monte Carlo para o  $^{13}\text{N}$ .

Energy (MeV)	Contribuição					Total
	Al(p,n)	Si(p,n)	Cu(p,n)	Ta(p,n)	Havar(p,n)	
<b>0</b>	0,00E+00	0,00E+00	0,00E+00	0,00E+00	0,00E+00	<b>0,000E+00</b>
<b>1</b>	6,03E+08	8,11E+08	1,07E+09	5,05E+10	6,70E+10	<b>1,199E+11</b>
<b>2</b>	8,02E+08	9,89E+08	1,29E+09	4,89E+10	8,65E+10	<b>1,385E+11</b>
<b>3</b>	8,00E+08	9,04E+08	1,16E+09	3,56E+10	8,39E+10	<b>1,223E+11</b>
<b>4</b>	7,09E+08	7,35E+08	9,29E+08	2,30E+10	7,23E+10	<b>9,761E+10</b>
<b>5</b>	5,89E+08	5,60E+08	6,97E+08	1,39E+10	5,84E+10	<b>7,413E+10</b>
<b>6</b>	4,70E+08	4,10E+08	5,02E+08	8,09E+09	4,53E+10	<b>5,473E+10</b>
<b>7</b>	3,65E+08	2,91E+08	3,52E+08	4,57E+09	3,41E+10	<b>3,970E+10</b>
<b>8</b>	2,77E+08	2,03E+08	2,41E+08	2,53E+09	2,52E+10	<b>2,845E+10</b>
<b>9</b>	2,07E+08	1,39E+08	1,63E+08	1,38E+09	1,83E+10	<b>2,021E+10</b>
<b>10</b>	1,53E+08	9,42E+07	1,09E+08	7,43E+08	1,32E+10	<b>1,425E+10</b>
<b>11</b>	1,12E+08	6,32E+07	7,19E+07	3,96E+08	9,35E+09	<b>9,990E+09</b>
<b>12</b>	8,12E+07	4,20E+07	4,71E+07	2,09E+08	6,59E+09	<b>6,969E+09</b>
<b>13</b>	5,85E+07	2,77E+07	3,06E+07	1,10E+08	4,61E+09	<b>4,839E+09</b>
<b>14</b>	4,19E+07	1,82E+07	1,98E+07	5,73E+07	3,21E+09	<b>3,347E+09</b>
<b>15</b>	2,98E+07	1,19E+07	1,27E+07	2,98E+07	2,22E+09	<b>2,306E+09</b>
<b>Total</b>	<b>5,30E+09</b>	<b>5,30E+09</b>	<b>6,70E+09</b>	<b>1,90E+11</b>	<b>5,30E+11</b>	<b>7,373E+11</b>

### 3.3.1 Resultados do estudo do espectro de nêutrons na produção do $^{13}\text{N}$

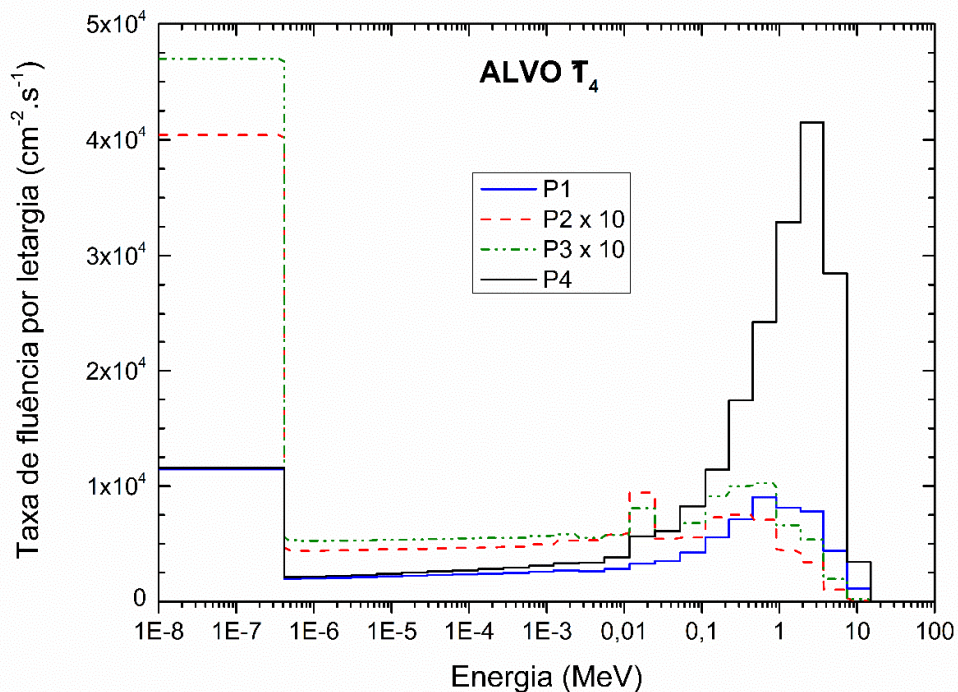
As Figuras 15 e 16 apresentam os resultados dos espectros em termos de taxa de fluência por unidade de letargia (normalizado a  $1 \mu\text{A}$ ) obtidos com o código MCNPX para os pontos P<sub>1</sub> a P<sub>4</sub>, e para ambos os alvos T<sub>1</sub> e T<sub>4</sub>, respectivamente.

Figura 15. Taxa de fluência por unidade de letargia para o  $^{13}\text{N}$  (normalizado a  $1 \mu\text{A}$ ) obtidos com o MCNPX para os pontos P<sub>1</sub> a P<sub>4</sub> para o alvo 1. Os valores dos pontos P<sub>2</sub> e P<sub>3</sub> foram multiplicados por um fator 10.



Nas Figuras 15 e 16, pode-se observar que independentemente da posição do termo fonte, os espectros apresentam picos de evaporação de nêutrons de 0,1 a 14 MeV. Nas figuras, também pode-se observar as contribuições de nêutrons térmicos e epitérmicos, devido à moderação dos nêutrons com as paredes de concreto da casamata do ciclotron (VEGA-CARRILLO *et al.*, 2007). Estes espectros são semelhantes aos reportados por Lacerda et al. (2013) (LACERDA *et al.*, 2013) para o mesmo ciclotron e por Vega-Carrillo (VEGA-CARRILLO, 2001) para um ciclotron de fabricação diferente. Os pontos P<sub>2</sub> e P<sub>3</sub>, localizados na direção oposta ao feixe de radiação primário, apresentam uma elevada contribuição de nêutrons térmicos na taxa de fluência total ( $\sim 63\%$ ) para os dois alvos (T<sub>1</sub> e T<sub>4</sub>), contrariamente ao apresentado pelos pontos P<sub>1</sub> e P<sub>4</sub>, 30% e 27% para T<sub>1</sub>, e 41% e 22% para T<sub>4</sub>, respectivamente.

Figura 16. Taxa de fluência por unidade de letargia para o  $^{13}\text{N}$  (normalizado a  $1\ \mu\text{A}$ ) obtidos com o MCNPX para os pontos  $P_1$  a  $P_4$  para o alvo 4. Os valores dos pontos  $P_2$  e  $P_3$  foram multiplicados por um fator 10.



Nos pontos  $P_1$  a  $P_4$ , a contribuição dos nêutrons rápidos ( $E > 0,1\ \text{MeV}$ ) para a taxa de fluência total foi de 45%, 8%, 9% e 43% para o alvo  $T_1$ , e de 25%, 7%, 9% e 52% para o alvo  $T_4$ , respectivamente. A região epitérmica dos espectros simulados apresenta uma contribuição na taxa de fluência total quase constante para os pontos  $P_1$  a  $P_4$ , 23%, 27%, 26% e 26% para o alvo  $T_1$ ; e de 31%, 27%, 26% e 22%; para o alvo  $T_4$ , respectivamente. A influência da blindagem LTF pode ser notada, comparando os espectros de nêutrons nos pontos  $P_1$  e  $P_4$ . A elevada contribuição de nêutrons rápidos na taxa de fluência total em  $P_4$  foi de 48% para o alvo  $T_1$ , e de 56% para o alvo  $T_4$ . Para ambos os alvos,  $T_1$  e  $T_4$ , as frações de nêutrons não colididos nos pontos  $P_2$  e  $P_3$  foram muito baixos ( $< 0,0003\%$ ), em concordância com o estudo do  $^{18}\text{F}$ . A Tabela 11 apresenta os resultados das taxas de fluência total, das energias médias e das taxas de equivalente de dose ambiente durante a produção do  $^{13}\text{N}$ , obtidas com o código MCNPX para os pontos  $P_1$  a  $P_7$  e ambas as posições dos alvos,  $T_1$  e  $T_4$ . Os valores das incertezas das taxas de fluência total, das taxas de equivalente de dose ambiente e das energias médias para os pontos  $P_1$  a  $P_7$ , foram de até 0,04%; 0,03%; 0,05%, 0,01%, 17%, 11% e 14%, para o alvo  $T_1$ , e de até 0,02%; 0,06%; 0,04%, 0,01%, 15%, 10% e 15%, para o alvo  $T_4$ , respectivamente.

Tabela 11. Resultados das taxas de equivalente de dose ambiente, taxas de fluência total e energias médias dos nêutrons obtidos com o MCNPX para o  $^{13}\text{N}$ .Os resultados foram normalizados a  $1 \mu\text{A}$ .

Grandezas	Pontos						
	P <sub>1</sub>	P <sub>2</sub>	P <sub>3</sub>	P <sub>4</sub>	P <sub>5</sub>	P <sub>6</sub>	P <sub>7</sub>
<b>Taxa de fluência total</b>							
<b>(cm<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup>)</b>							
MCNP-T <sub>1</sub> - $^{13}\text{N}$	1,50E+05	2,40E+04	2,80E+04	1,61E+05	3,86E-01	4,00E-01	2,25E-01
MCNP-T <sub>4</sub> - $^{13}\text{N}$	1,05E+05	2,36E+04	2,77E+04	1,98E+05	4,01E-01	5,90E-01	2,94E-01
<b>Energia média</b>							
<b>(MeV)</b>							
MCNP-T <sub>1</sub> - $^{13}\text{N}$	1,24	0,10	0,12	1,02	1,15	0,54	0,75
MCNP-T <sub>4</sub> - $^{13}\text{N}$	0,50	0,09	0,12	1,27	0,90	0,66	0,49
<b>H*(10)</b>							
<b>(mSv.h<sup>-1</sup>)</b>							
MCNP-T <sub>1</sub> - $^{13}\text{N}$	1,01E+02	3,53E+00	4,76E+00	1,04E+02	2,08E-04	1,53E-04	1,01E-04
MCNP-T <sub>4</sub> - $^{13}\text{N}$	4,09E+01	3,31E+00	4,51E+00	1,53E+02	2,04E-04	2,40E-04	1,03E-04

Comparando-se a contribuição total de nêutrons das reações nucleares para a produção do  $^{13}\text{N}$  ( $7,373\text{E}+11 \text{ n.s}^{-1}$ ) com a obtida para o  $^{18}\text{F}$  ( $1,34\text{E}+12 \text{ n.s}^{-1}$ ), pode-se verificar que a razão entre as contribuições é de aproximadamente 1,82. Esta razão, conforme esperado, é muito próxima às razões obtidas para as taxas de fluência total e para as taxas de equivalente de dose ambiente observadas para o  $^{18}\text{F}$  e  $^{13}\text{N}$ , nas posições dos pontos  $\text{P}_1$  a  $\text{P}_4$ . No entanto, esta correlação não foi verificada para os pontos  $\text{P}_5$  a  $\text{P}_7$ . Para estes pontos mais blindados, as razões das taxas de fluência total foram de 2,08; 1,77 e 1,55; quando a fonte é posicionada no alvo 1; e foram de 1,60; 2,47 e 1,21; quando posicionada no alvo 4. Por outro lado, as razões entre as taxas de equivalente de dose ambiente para estes mesmos pontos foram de 2,17; 1,77 e 1,45; e de 1,20; 3,82 e 1,20; quando as fontes posicionadas no alvo 1 e 4, respectivamente.

A comparação dos resultados obtidos das energias médias para os pontos  $\text{P}_1$  a  $\text{P}_4$  foi muito próxima ( $< 2,2\%$ ) aos obtidos para o  $^{18}\text{F}$ . No entanto, o mesmo não foi verificado para os pontos  $\text{P}_5$ ,  $\text{P}_6$  e  $\text{P}_7$ , onde as razões das energias médias do  $^{13}\text{N}$  para o  $^{18}\text{F}$  variaram de 0,57 a 1,28.

A Tabela 12 apresenta os resultados das taxas de equivalente de dose ambiente calculados pelo código MCNPX e os medidos experimentalmente com o monitor de área *Berthold LB 6411* nos pontos  $\text{P}_5$ ,  $\text{P}_6$  e  $\text{P}_7$ .

Tabela 12. Comparação entre os resultados das taxas de equivalente de dose ambiente  $\text{H}^*(10)$  obtidos com o MCNPX e com o monitor de área *Berthold* para os pontos  $\text{P}_5$  a  $\text{P}_7$ , para o  $^{13}\text{N}$ .

Grandezas	Pontos		
	$\text{P}_5$	$\text{P}_6$	$\text{P}_7$
$\text{H}^*(10)$ ( $\mu\text{Sv.h}^{-1}$ )			
<b>MCNP - T<sub>1</sub></b>	0,208 $\pm$ 0,06	0,153 $\pm$ 0,05	0,101 $\pm$ 0,03
<b>MCNP - T<sub>4</sub></b>	0,204 $\pm$ 0,06	0,240 $\pm$ 0,07	0,103 $\pm$ 0,03
<b>Berthold - T<sub>1</sub></b>	0,265 $\pm$ 0,08	0,279 $\pm$ 0,08	0,143 $\pm$ 0,04
<b>Berthold - T<sub>4</sub></b>	0,154 $\pm$ 0,05	0,232 $\pm$ 0,07	0,112 $\pm$ 0,03

A partir da tabela acima, pode-se observar que as razões entre as taxas de equivalente de dose ambiente obtidas com o código MCNPX em relação às medidas com o monitor de área *Berthold* nos pontos  $\text{P}_5$  a  $\text{P}_7$ , foram de 0,78; 0,55 e 0,71 para o alvo  $\text{T}_1$ , e de 1,32; 1,03 e 0,92 para o alvo  $\text{T}_4$ , respectivamente. As energias médias dos nêutrons medidos nos pontos  $\text{P}_5$  a  $\text{P}_7$  foram de 1,15; 0,54 e 0,75 para o alvo  $\text{T}_1$ , e de 0,90; 0,66 e 0,49 para o alvo  $\text{T}_4$ , respectivamente. Os valores das incertezas das taxas de equivalente de dose ambiente de nêutrons para os três pontos e ambos os alvos foram de até aproximadamente 32%. Todos os valores das incertezas



expandidas foram determinados com fatores de abrangência  $k=2$ , e para um nível de confiança de aproximadamente 95%.

Pode-se observar que, os resultados das razões das taxas de equivalente de dose ambiente nos pontos  $P_6$  e  $P_7$  para o alvo  $T_4$  ficaram muito próximos, apresentando diferenças de aproximadamente -3,4% e 8%, respectivamente. Os resultados para os outros pontos da tabela, apresentaram diferenças de 22% até 45%. Apesar da diferença, relativamente grande, entre as taxas de equivalente de dose ambiente medidas e calculadas no ponto  $P_6$ , para o alvo  $T_1$ , esta concordância foi considerada boa, em comparação com os valores obtidos para o caso do  $^{18}\text{F}$ .

Pode-se concluir nestes estudos, que é necessário realizar medidas das taxas de fluência de nêutrons na casamata do cíclotron para uma completa caracterização do campo neutrônico, assim como também, realizar uma investigação da emissão da taxa de nêutrons do termo fonte de radiação quando o feixe de prótons interage com o alvo de  $[^{18}\text{O}]\text{H}_2\text{O}$  durante a produção do  $^{18}\text{F}$ .

### 3.4 Análise por ativação neutrônica

Os nêutrons produzidos na casamata de um ciclotron durante a produção de radionuclídeos PET, podem ser distinguidos energeticamente a partir da irradiação de materiais apropriados medindo suas atividades induzidas. Os nuclídeos radioativos produzidos por estes materiais podem ser identificados a partir das propriedades da radiação, isto é, o tipo, a energia e a intensidade da radiação que emitem.

Os materiais utilizados no presente trabalho foram folhas finas, chamadas também de folhas de ativação. Estas folhas foram utilizadas para realizar a espectrometria do campo de radiação neutrônica, em termos de taxas de reação e taxas de fluência de nêutrons a partir do cálculo de suas atividades.

#### 3.4.1 Calibração do sistema de espectrometria gama

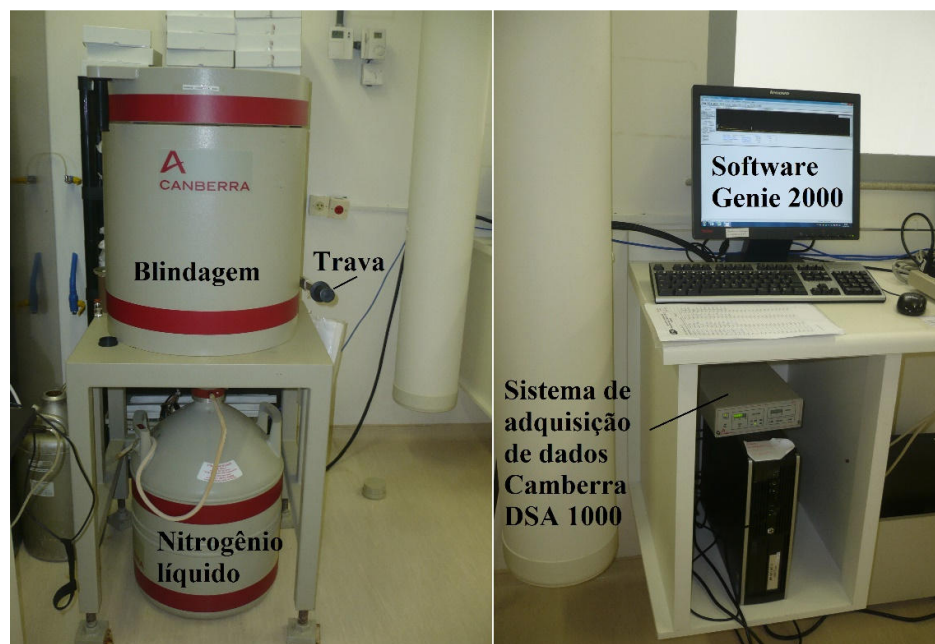
O cálculo de atividades induzidas por espectrometria gama exige a calibração do sistema de medida para a determinação confiável e precisa das eficiências de pico de energia total do detector. O conhecimento da eficiência de pico de energia total ( $\epsilon_p$ ) é essencial para a utilização do método de folhas de ativação, uma vez que deve ser conhecido para o cálculo da radioatividade do elemento (MENEZES e JACIMOVIC, 2006).

O sistema de espectrometria gama utilizado no presente trabalho foi o do Laboratório da UPPR do CDTN, o qual é composto por um conjunto de *hardware* e *software*, composto principalmente pelo detector, que se encontra dentro de uma blindagem de chumbo, pelo sistema de refrigeração e pelo sistema de aquisição de dados (Figura 17).

O detector do sistema de espectrometria gama é um detector coaxial de germânio de alta pureza (*HPGe*) de fabricação *Camberra Industries*, modelo *GX2519*, com eficiência relativa de contagem de 25% e uma resolução de 1,9 keV para a energia do  $^{60}\text{Co}$  de 1332,5 keV.

O sistema de aquisição de dados é composto pelo equipamento *DSA1000* e o *software Genie 2000*, ambos de fabricação *Canberra®*. O *DSA100* é um analisador digital de espectros que está constituído principalmente por um analisador multicanal, uma fonte de alta tensão e um processador digital de sinal. O *Genie2000* é um software que possui um conjunto de ferramentas para a aquisição e análise de espectros de equipamentos analisadores multicanais (MCA), como o *DSA100*. Este *software* controla o MCA, permite a visualizar o espectro, gera relatórios e realiza um tratamento básico dos espectros adquiridos.

Figura 17. Sistema de espectrometria gama do Laboratório da UPPR do CDTN.



A calibração do detector *HPGe* foi realizada utilizando o conjunto de fontes de calibração do Laboratório de Ativação Neutrônica do Serviço de Técnicas Analíticas (SERTA) do CDTN. As fontes de calibração quase-pontuais possuem certificado de calibração do Instituto de Isótopos (*Institute of Isotopes*) de Budapeste, Hungria (Figura 18).

Figura 18. Fontes quase-pontuais absolutamente calibradas de  $^{241}\text{Am}$ ,  $^{133}\text{Ba}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{137}\text{Cs}$  e  $^{152}\text{Eu}$ .



A Tabela 13 apresenta as principais características das fontes de calibração do Laboratório de Ativação Neutrônica do SERTA/CDTN.

Tabela 13. Dados das fontes de calibração utilizadas na determinação das curvas de eficiência do detector *HPGe*.

Fonte	Data da produção	Data de referência da atividade	Atividade (kBq)	Meia Vida (d)
<sup>60</sup> Co			40,34 ± 1,0%	1925,5 ± 0,5
<sup>137</sup> Cs			42,09 ± 1,5%	(1,102 ± 0,006) x 10 <sup>4</sup>
<sup>133</sup> Ba	6/12/2005	1/1/2006	40,72 ± 1,0%	3862 ± 15
<sup>152</sup> Eu			44,68 ± 1,5%	4933 ± 11
<sup>241</sup> Am			39,87 ± 1,0%	(1,5785 ± 0,0024) x 10 <sup>5</sup>

As contagens das gamas emitidas pelas fontes de calibração foram determinadas na posição superior do volume sensível do detector (0 cm) utilizando um suporte de acrílico, e para a distância de 1,5 cm, com ajuda de um espaçador, também de acrílico. A eficiência de pico de energia total ( $\varepsilon_p$ ) do raio gama emitido a partir de uma fonte radiativa com uma atividade conhecida pode ser obtida a partir da seguinte expressão:

$$\varepsilon(E_{i,\gamma}) = \frac{C(E_{i,\gamma})}{A \times I(E_{i,\gamma}) t_c} \quad (43)$$

onde,  $C(E_{i,\gamma})$  é a área do pico líquido para a energia  $E_{i,\gamma}$  (em contagens),  $A$  é a atividade da fonte no momento da medição,  $I(E_{i,\gamma})$  é a probabilidade absoluta de emissão de raios  $\gamma$  para a energia  $E_{i,\gamma}$  e  $t_c$  é o tempo de contagem.

### 3.4.2 Determinação das taxas de reação e taxas de fluência de nêutrons com folhas de ativação

No presente trabalho, folhas finas em forma de disco foram utilizadas como detectores de ativação para medir a radioatividade que é induzida nas folhas causadas pela interação com o fluxo de nêutrons.

Para a realização das medidas experimentais foi utilizado um conjunto de folhas de ativação de ouro (Au), índio (In) e níquel (Ni), de fabricação *Reactor Experiments, Inc* do Laboratório de Termo-hidráulica do Serviço de Tecnologia de Reatores (SETRE) do CDTN. Para as irradiações com as folhas de ativação de Au, também foram utilizados discos de cádmio (Cd).

As principais características das folhas de ativação de Au, In e Ni são apresentadas na Tabela 14.

Tabela 14. Características das folhas de ativação Au, In e Ni.

Tipo de fluxo	Folhas	Dimensão (mm)		Pureza (%)
		Diâmetro	Espessura	
Térmico e epitérmico	Au	12,7	0,05	99,9
	Au (Cd)	15,0	0,50	99,9
	In	12,7	0,25	99,9
Rápidos	In	12,7	0,25	99,9
	Ni	10,2	0,10	99,9

A Tabela 15 apresenta algumas das possíveis reações das folhas de ativação de Au, In e Ni, assim como a abundância isotópica, a meia-vida, a energia gama emitida, a probabilidade absoluta de emissão de raios  $\gamma$  e a energia limiar [Tabela de nuclídeos e arquivos de dados nucleares (ENDF) do Centro Nacional de Dados Nucleares do Laboratório Nacional de *Brookhaven* (<https://www.nndc.bnl.gov/chart/>, <https://www.nndc.bnl.gov/sigma/>) e do Serviço de dados Nucleares da Agência Internacional de Energia Atômica (IAEA) (<https://www-nds.iaea.org/>)].

Tabela 15. Reações nucleares e nuclídeos ativados para as folhas de ativação de Au, In e Ni.

Isótopo	Reação nuclear	Abundância isotópica (%)	Meia vida	Energy $\gamma$ (keV)	Abundancia $\gamma$ (%)	Limiar (MeV)
Au-197	$^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$	100	2,695 d	411,8 $\pm$ 0,00017	95,62 $\pm$ 0,06	-
In-115	$^{115}\text{In}(n,\gamma)^{116\text{m}}\text{In}$	95,7	54,3 min	1293,56 $\pm$ 0,02	84,8 $\pm$ 1,2	-
				1097,28 $\pm$ 0,02	58,5 $\pm$ 0,8	
	$^{115}\text{In}(n,n')^{115\text{m}}\text{In}$	4,50 h	336,241 $\pm$ 0,025	45,8 $\pm$ 0,4	0,5	
Ni-58	$^{58}\text{Ni}(n,p)^{58}\text{Co}$	68,077	70,9 d	810,76 $\pm$ 0,002	99,5 $\pm$ 0,01	1,9

Fonte: (KNOLL, 2010; TSOULFANIDIS e LANDSBERGER, 2011)

As massas das folhas de ativação foram medidas utilizando a balança analítica Mettler Toledo, modelo ML 204. As incertezas de medição das massas das folhas de ativação também foram determinadas, a avaliação do tipo A das incertezas foram calculadas a partir de cinco medições das massas; a avaliação do tipo B das incertezas foram determinadas a partir da resolução de medição da balança analítica e de seu certificado de calibração (n° 541/15). As incertezas expandidas das massas das folhas de ativação foram determinadas para um fator de abrangência  $k=4,53$  e para um nível de confiança de aproximadamente 95% (Tabela 16).

Tabela 16. Massas e suas incertezas das folhas de ativação de Au, In e Ni.

Folhas	Massa (g)
Au	0,1265 ± 0,00037
In	0,2383 ± 0,00040
Ni	0,0710 ± 0,00041

A irradiação das folhas de ativação foi realizada colocando um par de folhas de ativação em um pequeno envelope plástico, posteriormente, o envelope e posicionado nos pontos de medição dentro da casamata do cíclotron, pontos P<sub>1</sub> a P<sub>4</sub>, já mencionados nos estudos do espectro de nêutrons para as produções do <sup>18</sup>F e <sup>13</sup>N. O arranjo experimental da irradiação das folhas de ativação dentro da casamata do cíclotron nos pontos P<sub>1</sub> a P<sub>4</sub> é apresentado na Figura 19.

Em seguida, as folhas de ativação foram expostas no campo de radiação neutrônica gerado durante a produção de <sup>18</sup>F. Deve-se considerar que, as irradiações no acelerador cíclotron são realizadas unicamente para a produção de radionuclídeos PET, assim, as irradiações realizadas no presente trabalho foram realizadas utilizando o campo de radiação neutrônica durante as produções, neste caso, do <sup>18</sup>F. A Tabela 17 mostra as diferentes condições de irradiação das folhas de ativação realizadas no presente trabalho.

Tabela 17. Condições de irradiação das folhas de ativação durante a produção de <sup>18</sup>F.

Pares de folhas	Irradiações consecutivas	Alvo	Corrente média (μA)
Au, Au(Cd)	1	1	32
Au, Au(Cd)	2	4	58 e 60
In	1	1	30
Ni	5	4, 1, 1, 1 e 1	57, 60, 41, 65 e 40

Conforme explicado no parágrafo anterior, na Tabela 17, pode-se observar que em um único experimento foi realizada uma ou mais de uma irradiação; isto, levou à necessidade de desenvolver uma metodologia que possa determinar a atividade induzida, e por consequência, a taxa de reação na folha de ativação independentemente do número de irradiações.

No ANEXO I é detalhada a metodologia de irradiações intermitentes, a qual calcula a atividade induzida na folha de ativação para o caso de várias irradiações, isto é, para o caso geral de *n* irradiações sucessivas (MEDNIS, 1971).

Figura 19. Arranjo experimental da irradiação das folhas de ativação nos pontos P1, P2, P3 e P4 na casamata do ciclotron *PETtrace-8* do CDTN

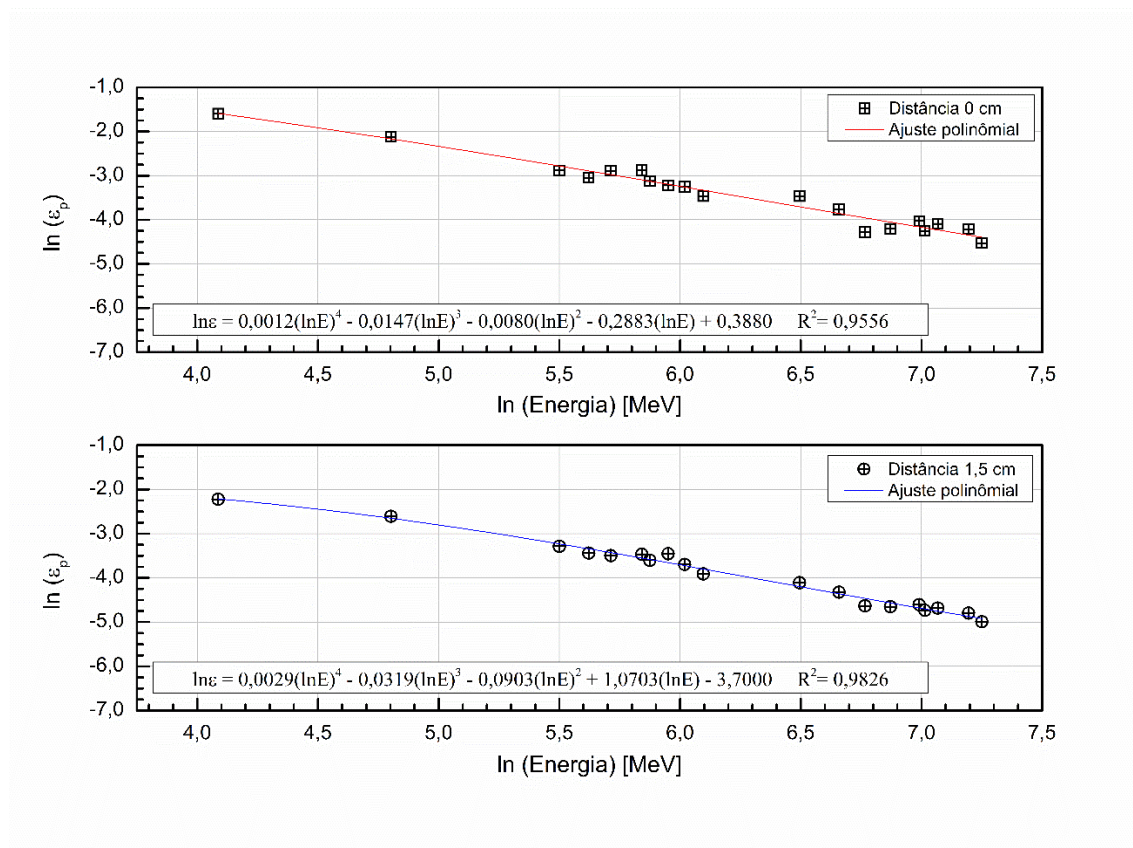




### 3.4.3 Resultados da calibração do sistema de espectrometria gama

A Figura 20 apresenta os resultados das curvas de eficiência em função da energia total absoluta de referência ( $\varepsilon_p$ ), determinadas na calibração do detector *HPGe* modelo *GX2519*, para as distâncias fonte-detector de 0,0 e 1,5 cm, respectivamente.

Figura 20. Curva da eficiência em função da energia total absoluta de referência ( $\varepsilon_p$ ) para o detector *HPGe* modelo *GX2519* para as distâncias fonte-detector de 0,0 e 1,5 cm.



A partir das curvas da eficiência em função da energia total absoluta ( $\varepsilon_p$ ) determinadas na calibração do detector de *HPGe*, foram obtidas as atividades induzidas nas folhas, conforme Equação (15), para cada uma das energias gama emitida nas reações das folhas de ativação (Tabela 15).



### **3.4.4 Resultados da determinação das taxas de reação e taxas de fluência de nêutrons com folhas de ativação**

Os resultados das taxas de reação e das taxas de fluência de nêutrons determinados pelo método de folhas de ativação das irradiações realizadas na casamata do ciclotron nos pontos de medida, P<sub>1</sub> a P<sub>4</sub>, são apresentados nas Tabelas 18, 19, 20 e 21.

As Tabelas 18 e 19, apresentam os resultados das taxas de reação e das taxas de fluência de nêutrons determinadas a partir da irradiação das folhas de Au e de Au(Cd) para as faixas de nêutrons térmicos e epitérmicos, para os alvos T<sub>1</sub> e T<sub>4</sub>, respectivamente. A partir dos valores das taxas de reação determinadas com as folhas de Au e de Au (Cd), também foram determinadas a razão de cádmio (CR) e o fator de correção de cádmio (F<sub>Cd</sub>). Os resultados obtidos mostraram que as incertezas das taxas de reação e das taxas de fluência de nêutrons para as faixas de nêutrons térmicos e epitérmicos foram de até 2,6% e 1,0% para o alvo 1; e de 1,7% e 1,0% para o alvo 4, respectivamente.

A Tabela 20 apresenta os resultados das taxas de reação e das taxas de fluência de nêutrons determinados a partir da irradiação das folhas de In para os pontos posicionados em P<sub>1</sub> a P<sub>4</sub>, e para o alvo T<sub>1</sub>. Na tabela, podem-se observar os valores das grandezas de interesse para o pico de energia gama de 336 keV, reação  $^{115}\text{In}(n,n')^{115\text{m}}\text{In}$  (nêutrons com energia acima dos 0,5 MeV), unicamente para os pontos P<sub>1</sub> e P<sub>4</sub>; isto, devido ao fato de estes pontos estarem localizados em frente da saída do feixe primário, conforme mostrado na Figura 8. Os valores das incertezas das taxas de reação e das taxas de fluência de nêutrons determinados com as folhas de In foram de até 1,9% para o In-116m (P<sub>1</sub> a P<sub>4</sub>); e de até 10,7% e 3,7% para o In-115m nos pontos P<sub>1</sub> e P<sub>4</sub>, respectivamente.

A Tabela 21 apresenta os resultados das taxas de reação e das taxas de fluência de nêutrons determinados a partir da irradiação das folhas de Ni para os pontos P<sub>1</sub> e P<sub>4</sub>. Os valores das taxas de reação e das taxas de fluência de nêutrons foram obtidos a partir da atividade induzida do  $^{58}\text{Co}$ , e apenas para os pontos P<sub>1</sub> e P<sub>4</sub>. Os valores das incertezas das taxas de reação e das taxas de fluência de nêutrons foram de até 5% e 4,6% para os pontos P<sub>1</sub> e P<sub>4</sub>, respectivamente. Todos os valores das incertezas expandidas foram determinados para um fator de abrangência k=2, e para um nível de confiança de aproximadamente 95%, conforme apresentado no ANEXO II.

Os resultados das taxas de reação e das taxas de fluência de nêutrons determinadas experimentalmente com este método, foram comparadas com os resultados das simulações MCNPX para a produção do  $^{18}\text{F}$ .

Tabela 18. Resultados das taxas de reação e das taxas de fluência de nêutrons obtidos com as folhas de Au e Au(Cd) (alvo T<sub>1</sub>). Os resultados estão normalizados para 1  $\mu$ A.

Pontos	Taxa de reação	Taxa de reação	CR	F <sub>Cd</sub>	Taxa de fluência de	Taxa de fluência de
	Au	Au (Cd)			nêutrons térmicos	nêutrons epitérmicos
	R <sub>s</sub>	R <sub>s,Cd</sub>			$\phi_{th}$	$\phi_e$
	Bq	Bq			cm <sup>-2</sup> .s <sup>-1</sup>	cm <sup>-2</sup> .s <sup>-1</sup>
P <sub>1</sub>	2,13E+03 $\pm$ 2,48E+01	7,30E+02 $\pm$ 6,12E+00	2,9	0,66	3,52E+04 $\pm$ 6,54E+02	1,20E+04 $\pm$ 1,02E+02
P <sub>2</sub>	7,54E+02 $\pm$ 1,30E+00	2,17E+02 $\pm$ 1,88E+00	3,5	0,71	1,38E+04 $\pm$ 3,43E+02	3,56E+03 $\pm$ 3,12E+01
P <sub>3</sub>	8,23E+02 $\pm$ 1,37E+00	2,72E+02 $\pm$ 1,98E+00	3,0	0,67	1,43E+04 $\pm$ 3,66E+02	4,39E+03 $\pm$ 3,24E+01
P <sub>4</sub>	2,33E+03 $\pm$ 2,64E+01	9,26E+03 $\pm$ 8,59E+00	2,5	0,60	3,66E+04 $\pm$ 7,42E+02	1,52E+04 $\pm$ 1,43E+02

Tabela 19. Resultados das taxas de reação e das taxas de fluência de nêutrons obtidos com as folhas de Au e Au(Cd) (alvo T<sub>4</sub>). Os resultados estão normalizados para 1  $\mu$ A.

Pontos	Taxa de reação	Taxa de reação	CR	F <sub>Cd</sub>	Taxa de fluência de	Taxa de fluência de
	Au	Au (Cd)			nêutrons térmicos	nêutrons epitérmicos
	R <sub>s</sub>	R <sub>s,Cd</sub>			$\phi_{th}$	$\phi_e$
	Bq	Bq			cm <sup>-2</sup> .s <sup>-1</sup>	cm <sup>-2</sup> .s <sup>-1</sup>
P <sub>1</sub>	2,08E+03 $\pm$ 1,91E+01	7,49E+02 $\pm$ 7,19E+00	2,8	0,64	3,34E+04 $\pm$ 5,24E+02	1,23E+04 $\pm$ 1,19E+02
P <sub>2</sub>	7,77E+02 $\pm$ 7,50E+00	2,39E+02 $\pm$ 2,23E+00	3,3	0,69	1,38E+04 $\pm$ 2,05E+02	3,91E+03 $\pm$ 3,70E+01
P <sub>3</sub>	8,59E+02 $\pm$ 8,11E+00	2,91E+02 $\pm$ 2,60E+00	3,0	0,66	1,47E+04 $\pm$ 2,27E+02	4,71E+03 $\pm$ 4,25E+01
P <sub>4</sub>	2,24E+03 $\pm$ 2,02E+01	9,34E+03 $\pm$ 8,80E+00	2,4	0,58	3,39E+04 $\pm$ 5,91E+02	1,53E+04 $\pm$ 1,46E+02

Tabela 20. Resultados das taxas de reação e das taxas de fluência de nêutrons obtidos com as folhas de In (alvo T<sub>1</sub>). Os resultados estão normalizados para 1 μA.

Pontos	Radioisótopo	Energia $\gamma$	Taxa de reação	Taxa de fluência de nêutrons
			In	$\phi$
			R <sub>s</sub>	cm <sup>2</sup> .s <sup>-1</sup>
	E $\gamma$	E $\gamma$	Bq	
	keV	keV		
P <sub>1</sub>	In-116m	416,9	5,12E+03 ± 8,33E+01	2,16E+04 ± 3,52E+02
		1097,28	5,00E+03 ± 7,54E+01	2,11E+04 ± 3,18E+02
		1293,56	4,91E+03 ± 7,89E+01	2,07E+04 ± 3,33E+02
	In-115m	336,241	5,41E+00 ± 5,78E-01	3,98E+03 ± 4,25E+02
P <sub>2</sub>	In-116m	416,9	1,87E+03 ± 3,28E+01	7,75E+03 ± 1,36E+02
		1097,28	1,81E+03 ± 2,89E+01	7,50E+03 ± 1,20E+02
		1293,56	1,78E+03 ± 2,98E+01	7,36E+03 ± 1,24E+02
P <sub>3</sub>	In-116m	416,9	2,10E+03 ± 3,68E+01	8,76E+03 ± 1,54E+02
		1097,28	2,00E+03 ± 3,20E+01	8,35E+03 ± 1,34E+02
		1293,56	1,98E+03 ± 3,33E+01	8,26E+03 ± 1,39E+02
P <sub>4</sub>	In-116m	416,9	2,42E+03 ± 4,67E+01	1,01E+04 ± 1,95E+02
		1097,28	2,35E+03 ± 4,19E+01	9,80E+03 ± 1,75E+02
		1293,56	2,33E+03 ± 4,28E+01	9,73E+03 ± 1,79E+02
	In-115m	336,241	5,92E+01 ± 2,21E+00	4,31E+04 ± 1,61E+03

Tabela 21. Resultados das taxas de reação e das taxas de fluência de nêutrons obtidos com as folhas de Ni (alvos T<sub>1</sub> e T<sub>4</sub>). Os resultados estão normalizados para 1  $\mu$ A.

Pontos	Radioisótopo	Energia $\gamma$	Taxa de reação	Taxa de fluência de nêutrons
			Ni	
			$R_s$	$\phi$
	$E_\gamma$	$E_\gamma$		
	keV	keV	Bq	$\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$
P <sub>1</sub>	Co-58	810,76	$3,84\text{E}+00 \pm 1,94\text{E}-01$	$3,00\text{E}+04 \pm 1,51\text{E}+03$
P <sub>4</sub>	Co-58	810,76	$1,80\text{E}+01 \pm 8,38\text{E}-01$	$1,39\text{E}+05 \pm 6,45\text{E}+03$

### 3.5 Termo fonte de radiação do ciclotron *PETtrace-8*

O termo fonte de radiação utilizado anteriormente nos estudos dos espectros de nêutrons para as produções de  $^{18}\text{F}$  e  $^{13}\text{N}$  (seções 3.2 e 3.3), considerou unicamente as bibliotecas das seções de choque de nêutrons ENDF/B-VII.0. Nesta seção, o estudo do termo fonte de radiação considerou as seções de choque para prótons LA150H da biblioteca ENDF/B-VII.0, e TENDL (*TALYS - based Evaluated Nuclear Data Library*) na versão 2015. Assim, o objetivo deste estudo foi estimar e caracterizar o termo fonte de radiação, a partir da interação do feixe primário de prótons de 16,5 MeV de energia com o alvo de  $^{18}\text{O}$ H<sub>2</sub>O durante a produção do  $^{18}\text{F}$ .

#### 3.5.1 Considerações para a estimativa do termo fonte de radiação

Para estimativa do termo fonte de radiação levou-se em consideração a produção rotineira do  $^{18}\text{F}$ , bombardeando-se um alvo de  $^{18}\text{O}$ H<sub>2</sub>O com prótons de 15 MeV de energia e corrente de 75  $\mu\text{A}$ . O processo de irradiação é sumarizado de acordo com o relatório RP001181.doc de 23/09/2004 do fabricante do acelerador (*GE Healthcare*) (BORGES e RELA, 2007):

Os íons negativos  $\text{H}^{-1}$ , que atingem os estágios finais do processo de aceleração, são lançados contra um filme fino de carbono (3  $\mu\text{m}$ ) para serem direcionados aos alvos, as perdas devidas nessa interação são desprezíveis. O número total de prótons com energia de 16,5 MeV que são emitidos pelo ciclotron é de  $5,6 \times 10^{14}$  [p/s] (ou 90 $\mu\text{A}$ ).

O fluxo de prótons que deixa o ciclotron é direcionado para o alvo, utilizando-se um colimador de tântalo (Ta). A perda de prótons devido à interação com o colimador corresponde a um fluxo da ordem de  $9,4 \times 10^{13}$  [p/s] (ou 15  $\mu\text{A}$ ). O fluxo remanescente de prótons da ordem de  $4,7 \times 10^{14}$  [p/s] (ou 75  $\mu\text{A}$ ) com energia de 16,5MeV são lançados contra uma membrana de havar (Co 42,5%;Cr 20%; Mn 1,6%; Mo 2%; Ni 13%; W 2,8%; Fe 18,1%) de 25  $\mu\text{m}$  de espessura e a seguir atravessa uma camada de gás hélio com 30 mm de espessura e pressão de 3 atm. Após a camada de hélio, o feixe de prótons é lançado contra uma outra membrana de havar de 50  $\mu\text{m}$  de espessura. A perda de prótons durante este percurso é insignificante, entretanto a energia do feixe é reduzida para cerca de 15 MeV.

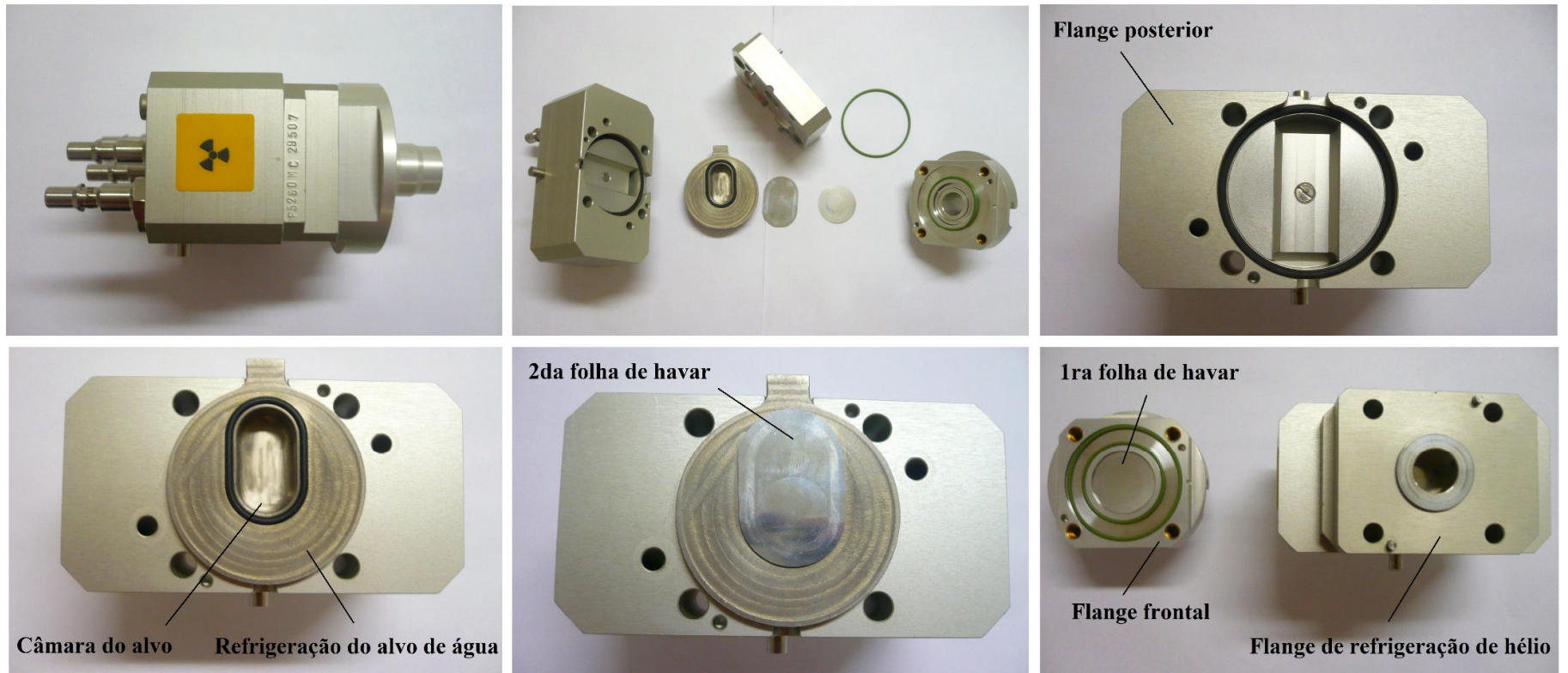
A próxima interação do feixe de prótons é com o alvo de água, que consiste de uma lâmina de água com 5 mm de espessura enriquecida com  $\text{O}^{18}$  (95%  $\text{O}^{18}$ ; 5%  $\text{O}^{16}$ ). A espessura da lâmina de água é suficiente para atenuar todos os prótons incidentes. Entretanto algumas bolhas de evaporação podem ocorrer no interior do alvo, o que significa que uma pequena

parcela dos prótons pode interagir com o alojamento do alvo que é constituído de nióbio (Nb). O nióbio apresenta elevada resistência ao bombardeamento de nêutrons e baixa seção de choque para captura de nêutrons térmicos. A Figura 21 apresenta o alvo do ciclotron *PETtrace-8* (acima esquerda), sua estrutura desmontada (acima centro), detalhando cada um dos componentes da sua estrutura.

Segundo o relatório do fabricante (RP001181.doc de 23/09/2004) as partículas secundárias produzidas foram obtidas a partir de dados das seções de choque dos elementos químicos que estão presentes durante todo o processo de irradiação quando são bombardeados com prótons. A Tabela 6 apresentada anteriormente na seção 3.2.1.2 detalhou os resultados da produção de nêutrons durante o bombardeio de prótons no ciclotron para a produção de radioisótopos *PET* (15 MeV de energia e 75  $\mu$ A de corrente).

O fabricante utilizou como fonte de consulta os dados nucleares das seções de choque para a interação de nêutrons e prótons (abaixo dos 20MeV) da biblioteca LA150 (*Release 6 of ENDF/B-VI*) de *Los Alamos National Laboratory*. Na Tabela 6, pode-se observar que as maiores produções de nêutrons são devidas as interações do feixe de prótons com o colimador de tântalo, as folhas de havar e com o alvo de [ $^{18}\text{O}$ ]H<sub>2</sub>O.

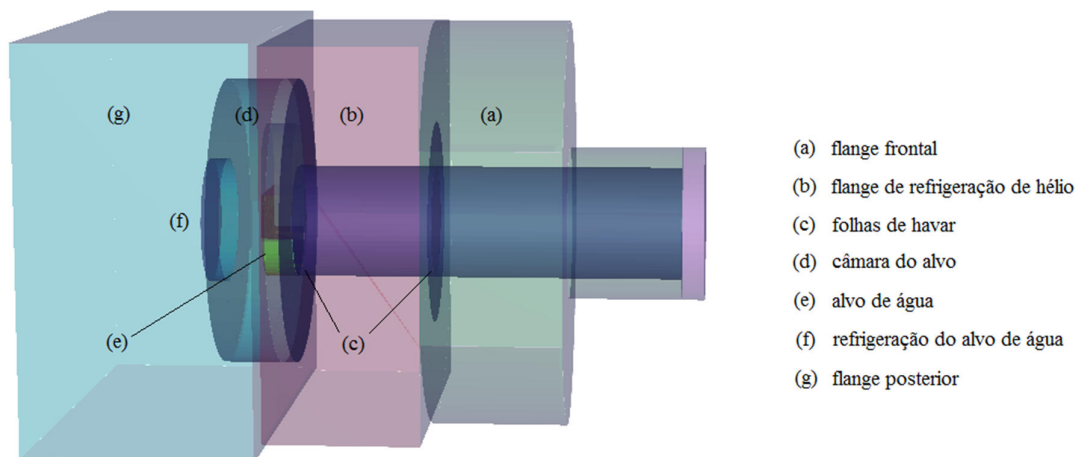
Figura 21. Alvo do ciclotron *PETtrace-8* (acima à esquerda) apresentando sua estrutura desmontada (acima ao centro) e detalhando cada um dos seus principais componentes (outras posições).



### 3.5.2 A modelagem do alvo do ciclotron *PETtrace-8*

A fim de avaliar as principais contribuições de nêutrons quando um feixe de prótons bombardeia os componentes do alvo durante a produção do  $^{18}\text{F}$ , um modelo computacional do alvo foi desenvolvido com o código MCNPX em base à geometria real do alvo do ciclotron *PETtrace-8* do CDTN. A Figura 22 apresenta a modelagem do alvo desenvolvida neste trabalho mostrando os principais componentes de sua estrutura.

Figura 22. Principais componentes da estrutura do modelo do alvo do ciclotron *PETtrace-8*.



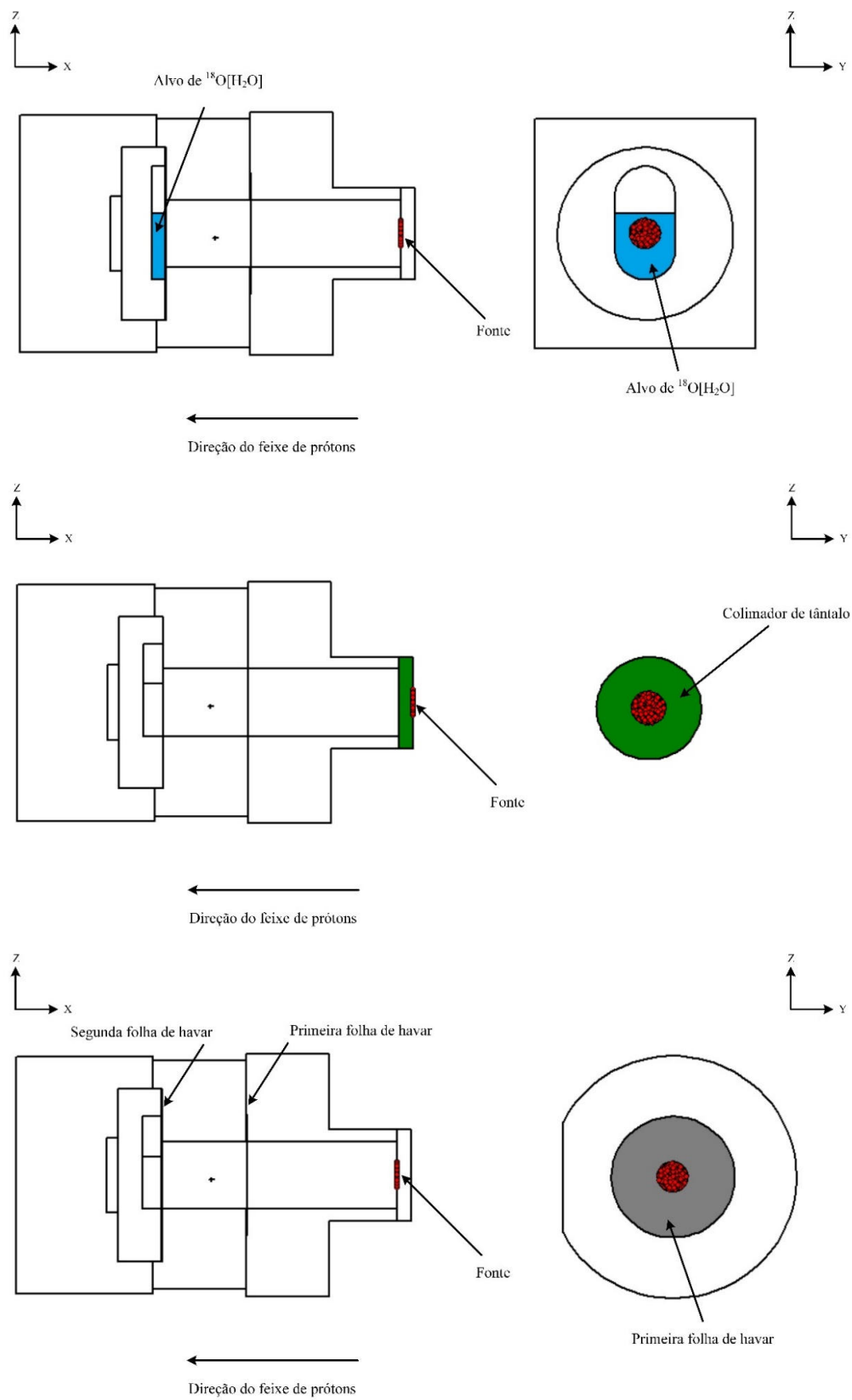
### 3.5.3 Produção de nêutrons nos componentes do alvo do ciclotron *PETtrace-8*

Nesta seção, simulações individuais da interação do feixe primário de prótons com o alvo de  $[^{18}\text{O}]\text{H}_2\text{O}$ , o colimador de tântalo e as folhas de havar foram realizadas com o objetivo de estimar o fluxo de nêutrons devido a essas interações. A fonte de prótons foi definida conforme o processo de irradiação detalhado na seção 3.5.1 pelo fabricante do ciclotron.

A Figura 23 apresenta os esquemas da modelagem utilizada para as simulações do alvo de  $[^{18}\text{O}]\text{H}_2\text{O}$ , do colimador de tântalo e das folhas de havar.



Figura 23. Modelagem para a simulação dos componentes do alvo do ciclotron *PETtrace-8*: alvo de  $[^{18}\text{O}]\text{H}_2\text{O}$ , colimador de tântalo e folhas de havar.



### 3.5.3.1 Caso I: Seções de choque LA150H e modelos físicos

A simulação foi realizada utilizando as seções de choque para prótons LA150H da biblioteca ENDF/B-VII (energias menores do que 20 MeV), com exceção do  $^{18}\text{O}$ ,  $^{181}\text{Ta}$  e dos núclídeos que compõem o havar, o  $^{59}\text{Co}$ , Mo,  $^{55}\text{Mn}$  e C, pois as seções de choque destes núclídeos não foram desenvolvidos nesta biblioteca. Para uma primeira simulação, foi observado que o MCNPX substituiu as seções de choque do  $^{18}\text{O}$ ,  $^{181}\text{Ta}$ ,  $^{59}\text{Co}$ , Mo,  $^{55}\text{Mn}$  e C pelas de um “*modelo físico*”, que por *default* é o modelo físico Bertini com o modelo de evaporação Dresner e modelo de fissão RAL.

Além do modelo de Cascada Intranuclear (*Intranuclear Cascade* - INC) Bertini (associado com os modelos de fissão RAL e ORNL e ABLA para desexcitação), o MCNPX oferece os modelos ISABEL, CEM03 e INCL4, modificando basicamente o tipo de modelo de evaporação e de fissão<sup>1</sup>. O uso das várias opções de modelos físicos é altamente recomendado pelo MCNPX, fornecendo ao usuário a capacidade de testar a sensibilidade da quantidade de interesse para os diferentes modelos físicos (PELOWITZ, 2011). A Tabela 22 apresenta as diferentes combinações dos modelos físicos INC para cada modelo de evaporação e modelo de fissão.

Tabela 22. Possíveis combinações de modelos físicos INC, Bertini, ISABEL, CEM03 e INCL4.

Caso	Modelo INC	Modelo de evaporação	Modelo de fissão
1	Bertini	Dresner	RAL
2	Bertini	Dresner	ORNL
3	Bertini	ABLA	ABLA
4	ISABEL	Dresner	RAL
5	ISABEL	Dresner	ORNL
6	ISABEL	ABLA	ABLA
7	CEM03	GEM2	GEM2
8	INCL4	Dresner	RAL
9	INCL4	Dresner	ORNL
10	INCL4	ABLA	ABLA

Assim, a especificação dos materiais MCNP para as simulações do alvo de  $^{18}\text{O}]\text{H}_2\text{O}$ , do colimador de tântalo e das folhas de havar foram definidas conforme a Tabela 23. Na última

<sup>1</sup> Estas combinações são possíveis usando a terceira e nona entrada, *ixisa* [LCA (3)] e *icem* [LCA (9)], no cartão LCA e a sétima entrada, *ievap* [LEA (7)], no cartão LEA (PELOWITZ, 2011).

coluna da tabela está descrito o nome das seções de choque para cada um dos isótopos utilizados na composição dos materiais (MCCONN JR, GESH, *et al.*, 2011).

Tabela 23. Especificação dos materiais dos componentes do alvo: [ $^{18}\text{O}$ ]H $_2$ O, Ta e Havar.

Material	Elemento	ZAID	Frações de peso	Seção de choque de prótons
$^{18}\text{O}$ ]H $_2$ O	Hidrogênio	1001	-0,111894	endf70prot
	Oxigênio-16	8016	-0,044405	endf70prot
	Oxigênio-18	8018	-0,843701	modelo físico
Tântalo	Tântalo	73181	-1,000000	modelo físico
Havar	Cobalto	27059	-0,420000	modelo físico
	Cromo	24052	-0,195000	endf70prot
	Níquel	28058	-0,127000	endf70prot
	Tungstênio	74186	-0,027000	endf70prot
	Molibdênio	42000	-0,022000	modelo físico
	Manganês	25055	-0,016000	modelo físico
	Carbono	6000	-0,002000	modelo físico
	Ferro	26056	-0,191000	endf70prot

As simulações utilizando as 10 combinações dos modelos INC, apresentados na Tabela 22, foram realizados unicamente para o alvo de [ $^{18}\text{O}$ ]H $_2$ O. Por outro lado, as simulações para o colimador de tântalo e as folhas de Havar foram realizadas para um único modelo INC, o qual foi escolhido a partir da análise dos resultados, na seção 3.5.4.1.

### 3.5.3.2 Caso II: Seções de choque LA150H e TENDL-2015

Nesta seção, as simulações do alvo de [ $^{18}\text{O}$ ]H $_2$ O, do colimador de tântalo e das folhas de Havar também foram realizadas utilizando as seções de choque para prótons LA150H da biblioteca ENDF/B-VII (energias menores do que 20 MeV). Para as seções de choque dos núclídeos faltantes ( $^{18}\text{O}$ ,  $^{181}\text{Ta}$ ,  $^{59}\text{Co}$ , Mo,  $^{55}\text{Mn}$  e C), foram implementadas e utilizadas nas simulações as seções de choque para prótons da biblioteca TENDL (*TALYS - based Evaluated Nuclear Data Library*) versão 2015 (CRUZATE, 2016).

### 3.5.4 Resultados do termo fonte de radiação do ciclotron PETrace-8

#### 3.5.4.1 Caso I: Seções de choque LA150H e modelos físicos

Os espectros de nêutrons em termos de taxa de fluência por unidade de letargia quando o feixe primário de prótons de 16,5 MeV de energia bombardeia o alvo de  $[^{18}\text{O}]\text{H}_2\text{O}$  para cada uma das dez combinações de modelos físicos (Tabela 22) é apresentado na Figura 24. Os espectros foram obtidos utilizando a função MCNP *F5* (detector pontual) para a distância alvo-detector de 1 m, e para o ângulo de  $0^\circ$  em relação à direção do feixe primário de prótons.

A Tabela 24 apresenta os valores dos resultados da produção de nêutrons gerados para os modelos físicos INC: Bertini, ISABEL, CEM03 e INCL4, assim como, os valores das energias médias, para a interação do feixe de prótons com o alvo de  $[^{18}\text{O}]\text{H}_2\text{O}$ .

Figura 24. Espectros de fluência por unidade de letargia de nêutrons durante o bombardeio ao alvo de  $[^{18}\text{O}]\text{H}_2\text{O}$  com prótons de 16,5 MeV para os modelos físicos INC: Bertini, ISABEL, CEM03 e INCL4.

Resultados normalizados a  $75 \mu\text{A}$ .

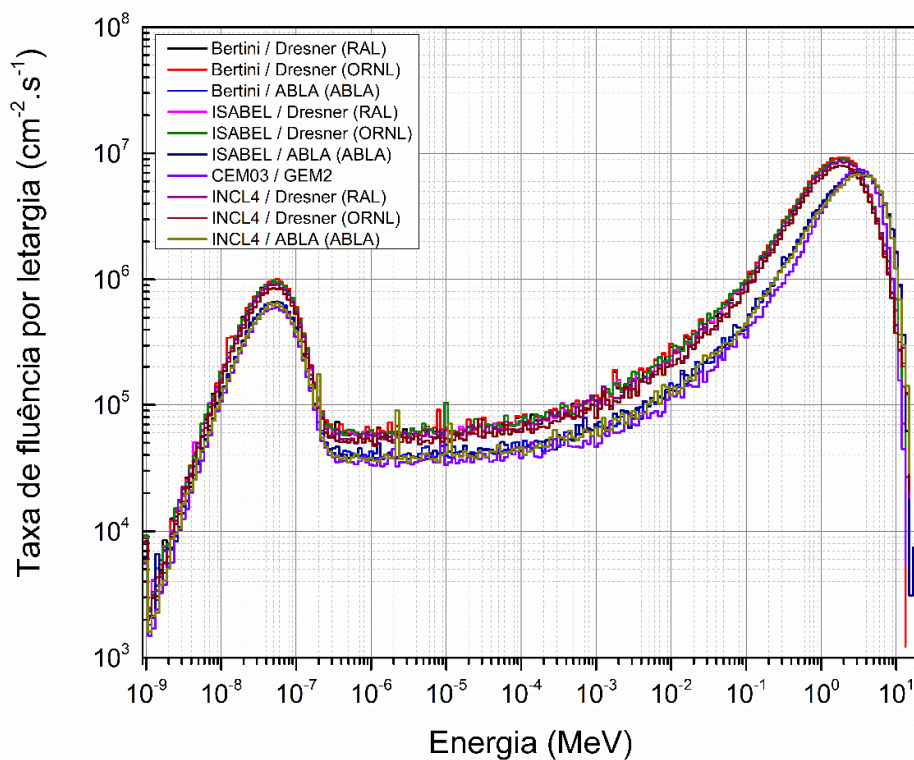


Tabela 24. Produção de nêutrons durante o bombardeio de prótons no alvo de  $[^{18}\text{O}]\text{H}_2\text{O}$ , para os modelos físicos INC: Bertini, ISABEL, CEM03 e INCL4.  
Resultados normalizados a  $75 \mu\text{A}$ .

Caso	Modelo INC	Modelo de evaporação	Modelo de fissão	Fluxo de prótons ( $\text{p}\cdot\text{s}^{-1}$ )	Fluxo de nêutrons gerados ( $\text{n}\cdot\text{s}^{-1}$ )	Energia média dos nêutrons gerados (MeV)
1	Bertini	Dresner	RAL	4,68+E14	1,73E+12	1,65
2	Bertini	Dresner	ORNL	4,68+E14	1,75E+12	1,63
3	Bertini	ABLA	ABLA	4,68+E14	1,34E+12	2,59
4	ISABEL	Dresner	RAL	4,68+E14	1,68E+12	1,70
5	ISABEL	Dresner	ORNL	4,68+E14	1,71E+12	1,68
6	ISABEL	ABLA	ABLA	4,68+E14	1,34E+12	2,59
7	CEM03	GEM2	GEM2	4,68+E14	1,20E+12	2,42
8	INCL4	Dresner	RAL	4,68+E14	1,62E+12	1,70
9	INCL4	Dresner	ORNL	4,68+E14	1,50E+12	1,68
10	INCL4	ABLA	ABLA	4,68+E14	1,28E+12	2,60

A partir da Figura 24 e dos resultados da Tabela 24, pode-se observar que os espectros dos modelos físicos Bertini e ISABEL com os modelos de evaporação/fissão Dresner, RAL e ORNL, apresentam um comportamento similar, assim como, no valor de sua contribuição total de nêutrons ( $2,18E+08 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ ). Para o caso do modelo INCL4/Dresner/ORNL a contribuição total de nêutrons apresenta um valor menor em 13% ( $1,91E+08 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ ), em relação aos modelos mencionados anteriormente.

Por outro lado, pode-se observar que os espectros dos modelos Bertini, ISABEL e INCL4 com o modelo de evaporação ABLA apresentam um comportamento similar, e uma menor contribuição de nêutrons térmicos, epitérmicos e rápidos, assim como, uma contribuição total de nêutrons 26% menor ( $1,61E+08 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ ) em relação aos modelos Bertini e ISABEL com os modelos Dresner, RAL e ORNL.

Para o caso do modelo CEM03, observa-se que o comportamento do seu espectro é similar aos dos espectros dos modelos Bertini, ISABEL e INCL4 utilizando o modelo de evaporação ABLA, embora apresente uma menor contribuição de nêutrons. O modelo CEM03 apresenta uma contribuição total de nêutrons ( $1,45E+08 \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ ) menor em aproximadamente 33% em relação aos modelos Bertini, ISABEL e INCL4 com o modelo de evaporação ABLA, e em relação aos modelos Bertini e ISABEL com os modelos de evaporação/fissão Dresner, RAL e ORNL.

Nesta seção, pode-se concluir que a partir da análise dos resultados apresentados na Tabela 24, os valores de fluxo e de energia média dos nêutrons gerados que mais se aproximam aos valores reportados na Tabela 6 pelo fabricante do cíclotron (*GE Healthcare*), foram os do caso 7, isto é, os do modelo físico CEM03. Deve-se considerar que, ao usar um modelo físico para energias baixas, os resultados devem ser validados por dados experimentais porque os modelos físicos implementados foram desenvolvidos para descrever reações de partículas de alta energia (WATERS, 1999).

### 3.5.4.2 Termo fonte de radiação utilizando seções de choque LA150H e CEM03

#### 3.5.4.2.1 Produção de nêutrons utilizando LA150H e CEM03

Os resultados da produção de nêutrons gerados e das energias médias, como produtos da interação do bombardeio do feixe de prótons com o alvo de  $[^{18}\text{O}]\text{H}_2\text{O}$ , o colimador de tântalo e com as folhas de havar, utilizando as seções de choque das bibliotecas de prótons LA150H e o a do modelo físico INC CEM03, é apresentado na Tabela 25.

Tabela 25. Produção de nêutrons durante o bombardeio de prótons com ao alvo de  $[^{18}\text{O}]\text{H}_2\text{O}$ , colimador de Ta e folhas de havar utilizando as bibliotecas LA150H - CEM03. Resultados normalizados a  $75 \mu\text{A}$ .

Material	Fluxo de prótons ( $\text{p.s}^{-1}$ )	Fluxo de nêutrons gerados ( $\text{n.s}^{-1}$ )	Energia média dos nêutrons gerados (MeV)
Ta(p,n)	9,36E+13	2,02E+11	1,08
Havar(p,n)	4,68E+14	1,48E+11	2,45
$[^{18}\text{O}]\text{H}_2\text{O}(\text{p,n})$	4,68E+14	1,20E+12	2,42
<b>Total de nêutrons gerados</b>		1,55E+12	

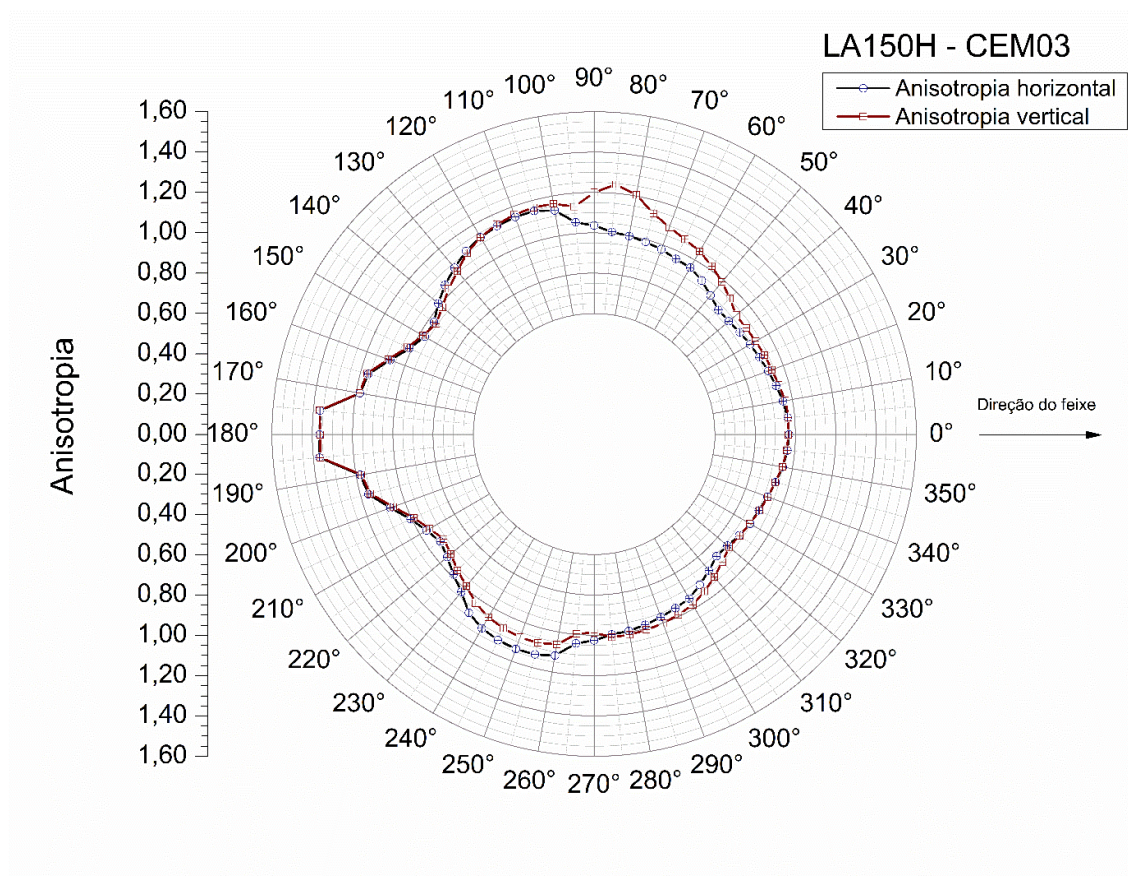
Pode-se observar na tabela que, o resultado do fluxo total de nêutrons gerado,  $1,55\text{E}+12 \text{ n.s}^{-1}$ , concorda muito bem com o valor  $1,34\text{E}+12 \text{ n.s}^{-1}$ , reportado na Tabela 6 pelo fabricante do cíclotron (*GE Healthcare*). Na tabela, pode ser observado que a produção de nêutrons entre para cada componente é muito diferente aos valores reportados pelo fabricante do cíclotron, isto provavelmente à posição da fonte de prótons na modelagem, onde, em vez de considerar um único feixe na frente da janela de entrada do colimador, um segundo feixe foi considerado e posicionado na entrada da primeira folha de havar, conforme apresentado na Figura 23.

#### 3.5.4.2.2 Distribuição angular utilizando LA150H e CEM03

Uma vez determinado o fluxo de nêutrons para cada um dos principais componentes da estrutura do alvo, foi realizado o cálculo da anisotropia angular do campo de radiação neutrônica. Os detectores pontuais foram distribuídos horizontal e verticalmente a 1 m de distância do alvo, para os planos XY e XZ; e com passo de  $5^\circ$  entre cada detector, respectivamente.

A Figura 25 apresenta os resultados da anisotropia das distribuições horizontal e vertical do campo de radiação neutrônica durante o bombardeio dos prótons ao alvo de  $[^{18}\text{O}]\text{H}_2\text{O}$  utilizando as seções de choque de prótons das bibliotecas LA150H e a do modelo físico CEM03.

Figura 25. Anisotropia das distribuições horizontal e vertical do campo de radiação neutrônica durante o bombardeio de prótons ao alvo de  $[^{18}\text{O}]\text{H}_2\text{O}$  utilizando as bibliotecas LA150H - CEM03.



Na figura, pode-se notar que as distribuições angulares de este termo fonte (LA150H – CEM03) apresentam um comportamento quase isotrópico, com exceção da região compreendida entre os ângulos 160° a 200°, onde o fluxo de nêutrons retroespalhados é maior.



### 3.5.4.3 Termo fonte de radiação utilizando seções de choque LA150H e TENDL-2015

#### 3.5.4.3.1 Produção de nêutrons utilizando LA150H e TENDL-2015

A Tabela 26 apresenta os resultados da produção de nêutrons gerados e das respectivas energias médias, quando o feixe de prótons interage com o alvo de  $[^{18}\text{O}]\text{H}_2\text{O}$ , o colimador de tântalo e as folhas de havar utilizando as seções de choque das bibliotecas LA150H e TENDL-2015.

Tabela 26. Produção de nêutrons durante o bombardeio de prótons ao alvo de  $[^{18}\text{O}]\text{H}_2\text{O}$ , colimador de Ta e folhas de havar utilizando as bibliotecas LA150H e TENDL-2015. Resultados normalizados a  $75 \mu\text{A}$ .

Material	Fluxo de prótons ( $\text{p.s}^{-1}$ )	Fluxo de nêutrons gerados ( $\text{n.s}^{-1}$ )	Energia média dos nêutrons gerados (MeV)
Ta(p,n)	9,36E+13	1,27E+11	1,16
Havar(p,n)	4,68E+14	2,95E+11	2,26
$[^{18}\text{O}]\text{H}_2\text{O}(\text{p,n})$	4,68E+14	9,74E+11	2,38
<b>Total de nêutrons gerados</b>		1,40E+12	

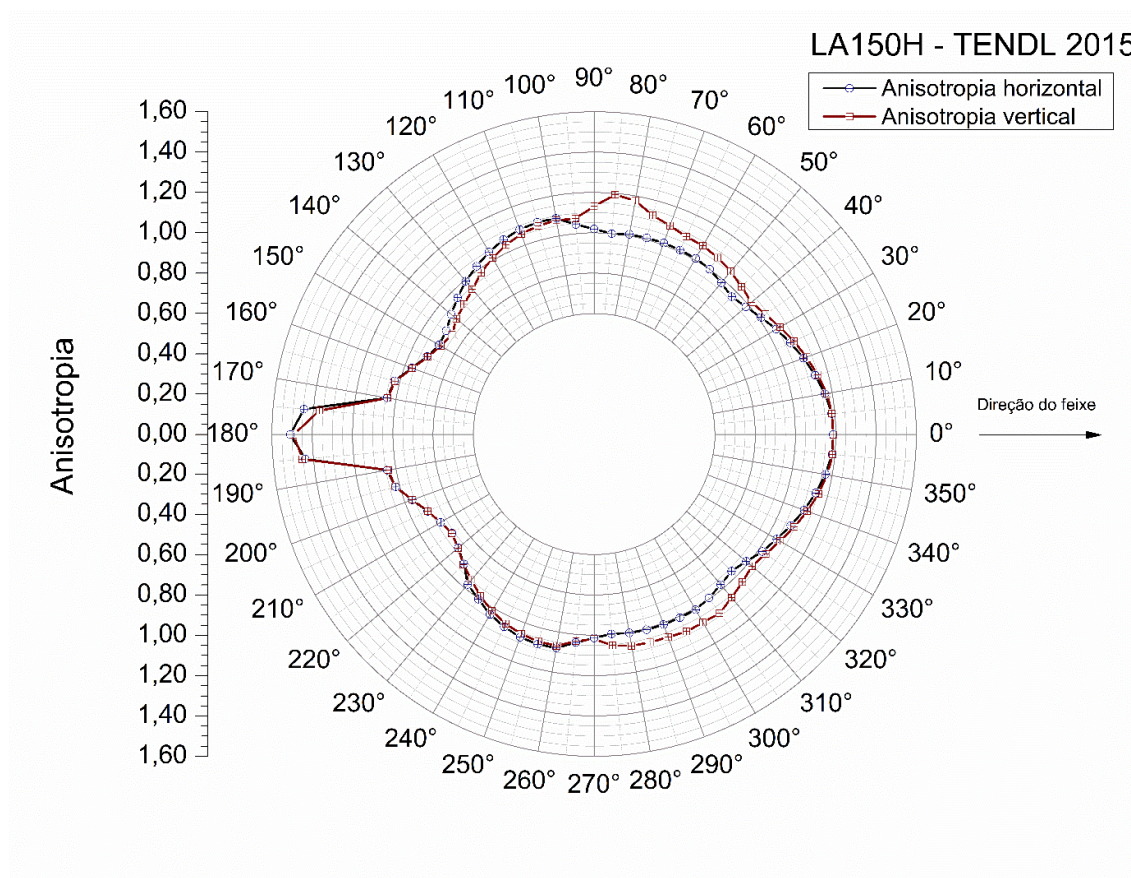
Analogamente à análise realizada na seção 3.5.4.2.1, na Tabela 26 pode-se observar que, o resultado do fluxo total de nêutrons gerado,  $1,40\text{E}+12 \text{ n.s}^{-1}$ , concorda muito bem com o valor  $1,34\text{E}+12 \text{ n.s}^{-1}$ , reportado na Tabela 6 pelo fabricante do cíclotron (*GE Healthcare*). Na tabela, pode ser observado que a produção de nêutrons entre para cada componente é muito diferente aos valores reportados pelo fabricante do cíclotron, isto provavelmente à posição da fonte de prótons na modelagem, onde, em vez de considerar um único feixe na frente da janela de entrada do colimador, um segundo feixe foi considerado e posicionado na entrada da primeira folha de havar (Figura 23).

#### 3.5.4.3.2 Distribuição angular utilizando LA150H e TENDL-2015

O cálculo da anisotropia angular do campo de radiação neutrônica também foi realizado para as seções de choque das bibliotecas LA150H e TENDL-2015. A anisotropia angular foi determinada posicionando um conjunto de detectores pontuais distribuídos horizontal e verticalmente a 1 m de distância do alvo, nos planos XY e XZ; e com passo de  $5^\circ$  entre cada detector, respectivamente.

Os resultados da anisotropia das distribuições horizontal e vertical do campo de radiação neutrônica durante o bombardeio de prótons ao alvo de  $[^{18}\text{O}]\text{H}_2\text{O}$  para as seções de choque das bibliotecas LA150 e TENDL-2015 são apresentados na Figura 26.

Figura 26. Anisotropia das distribuições horizontal e vertical do campo de radiação neutrônica durante o bombardeio de prótons ao alvo de  $[^{18}\text{O}]\text{H}_2\text{O}$  utilizando as bibliotecas LA150H e TENDL-2015.



Na figura, pode-se observar que as distribuições angulares utilizando o termo fonte LA150H – TENDL-2015, possuem uma isotropia similar às determinadas para o termo fonte LA150H – CEM03, apesar dos valores do fluxo de nêutrons retroespalhados neste termo fonte serem maiores.

### 3.6 Validação do modelo computacional do termo fonte de radiação do ciclotron

#### *PETtrace-8*

#### 3.6.1 Determinação do espectro de nêutrons na produção do $^{18}\text{F}$

O espectro de nêutrons em termos da taxa de fluência de nêutrons foi determinado utilizando os termos fontes de radiação LA150H – CEM03 e LA150H – TENDL-2015. As taxas de fluência de nêutrons foram determinadas nos pontos P<sub>1</sub> a P<sub>4</sub>, e alvos T<sub>1</sub> e T<sub>4</sub>, conforme metodologia descrita no estudo do espectro de nêutrons na produção do  $^{18}\text{F}$ . A fim de obter as incertezas inferiores ao 3%, as simulações foram realizadas para o número de histórias de 1,0E+09. Os resultados dos espectros de nêutrons, em termos de taxa de fluência por unidade de letargia, obtidos pelo MCNPX utilizando os termos fontes de radiação LA150H – CEM03 e LA150H – TENDL-2015, nos pontos P<sub>1</sub> a P<sub>4</sub>, e alvos T<sub>1</sub> e T<sub>4</sub>, são apresentados nas Figuras 27 e 28, respectivamente.

Figura 27. Taxas de fluência por unidade de letargia obtidos pelo MCNPX utilizando os termos fontes de radiação LA150H – CEM03 e LA150H – TENDL-2015, nos pontos P<sub>1</sub> a P<sub>4</sub> e alvo T<sub>1</sub>.

Resultados normalizados a 1  $\mu\text{A}$ .

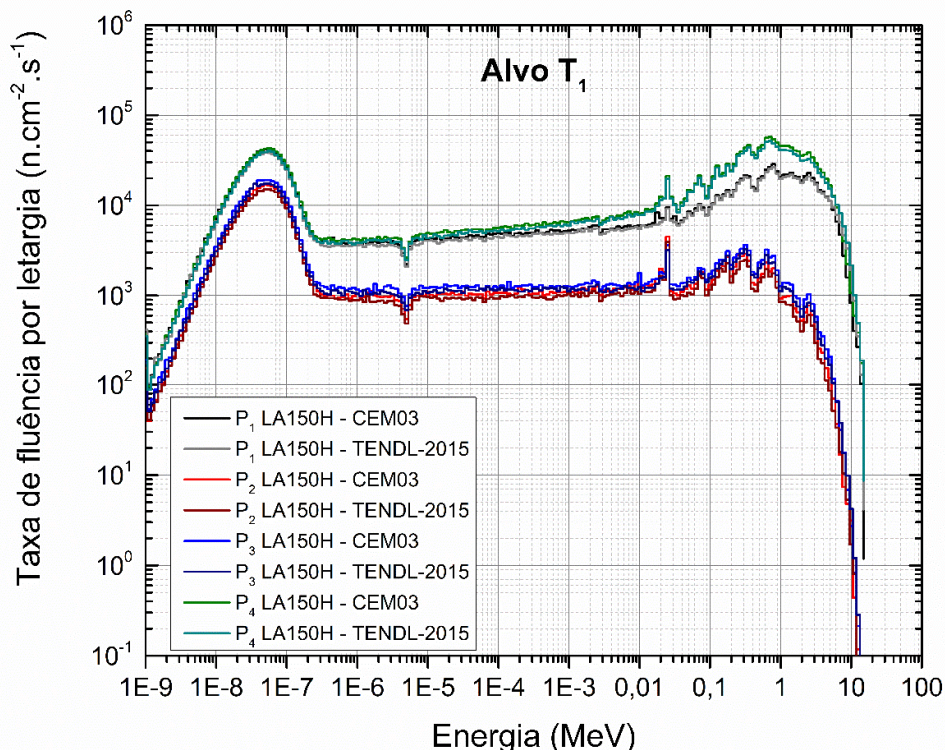
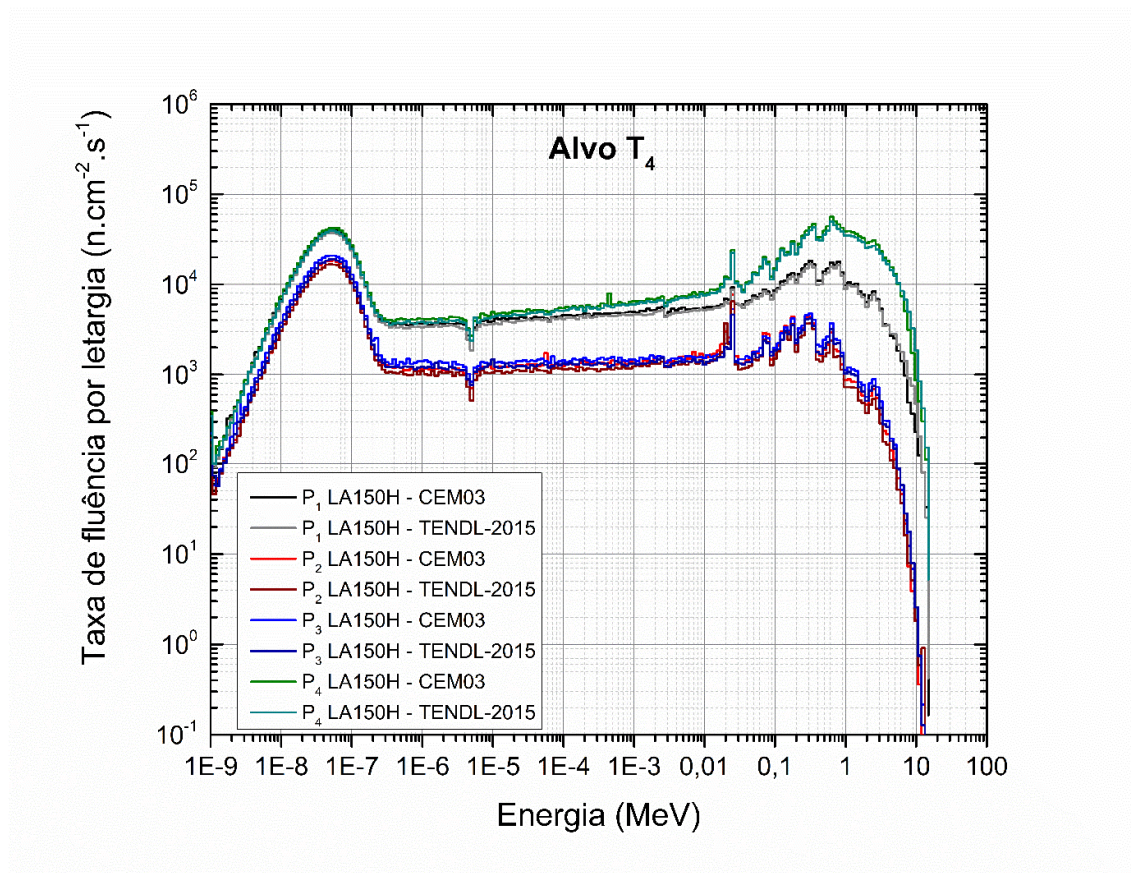




Figura 28. Taxas de fluência por unidade de letargia obtidos pelo MCNPX utilizando os termos fontes de radiação LA150H – CEM03 e LA150H – TENDL-2015, nos pontos P<sub>1</sub> a P<sub>4</sub> e alvo T<sub>4</sub>.  
Resultados normalizados a 1  $\mu$ A.



Nas Figuras 27 e 28, podem-se observar que em ambas as posições dos termos fontes, isto é, para os alvos 1 e 4, os espectros apresentam picos de evaporação de nêutrons de 0,1 a 14 MeV. Nas figuras, também pode-se observar uma maior contribuição de nêutrons térmicos ( $E_n < 0,4$  eV) e rápidos ( $E_n > 0,1$  MeV), analogamente aos espectros apresentados nos resultados do estudo do espectro de nêutrons na produção do <sup>18</sup>F na seção 3.2.4. Cabe ressaltar que, os espectros das Figuras 27 e 28, foram determinados utilizando 210 intervalos de energia (*bins*), e plotados na escala logarítmica para ambos os eixos, de modo a obter uma melhor resolução e visualização do espectro.

Os pontos P<sub>2</sub> e P<sub>3</sub>, localizados na direção oposta ao feixe de radiação primário, para ambos os casos, LA150H – CEM03 e LA150H – TENDL-2015, apresentam uma contribuição de nêutrons térmicos elevada, aproximadamente 63% e 60%, para os alvos T<sub>1</sub> e T<sub>4</sub>, respectivamente; contrário ao apresentado pelos pontos P<sub>1</sub> e P<sub>4</sub>. A contribuição de nêutrons

térmicos no P<sub>4</sub> foi de até 28% para ambos os alvos, menor que a contribuição no P<sub>1</sub>, que foi de até 36% e 43%, para o T<sub>1</sub> e T<sub>4</sub>, respectivamente; isto devido a influência da blindagem do LTF.

Por outro lado, a contribuição de nêutrons epitérmicos ( $0,4 \text{ eV} < E_n < 0,1 \text{ MeV}$ ) em relação às taxas de fluência total, apresentam uma contribuição na faixa de 27% a 30%, para o alvo T<sub>1</sub>; e de 29% a 33%, para o alvo T<sub>4</sub>, para ambos os casos, LA150H – CEM03 e LA150H – TENDL-2015.

A contribuição dos nêutrons rápidos ( $E_n > 0,1 \text{ MeV}$ ) em relação às taxas de fluência total, foram de 35%, 10%, 11% e 46%, quando a fonte se encontrou no alvo 1, e de 24%, 11%, 12% e 44%, quando colocada no alvo 4, para ambos os casos, LA150H – CEM03 e LA150H – TENDL-2015.

### ***3.6.2 Comparação das taxas de fluência total de nêutrons na produção do <sup>18</sup>F***

A Tabela 27 apresenta a comparação dos resultados das taxas de fluência total, energias médias e taxas de equivalente de dose de nêutrons obtidos pelos termos fontes LA150H – CEM03, LA150H – TENDL-2015 e MCNP (dados fornecidos pelo fabricante) para os pontos P<sub>1</sub> a P<sub>4</sub> e alvos T<sub>1</sub> e T<sub>4</sub>. Os resultados foram normalizados para 1  $\mu\text{A}$  de corrente.

Na tabela, pode-se observar que as razões dos resultados em termos das taxas de fluência total dos termos fontes LA150H – CEM03 e LA150H – TENDL-2015 em relação aos do MCNP, foram de 0,81; 1,19; 1,20 e 1,09 (alvo T<sub>1</sub>), e de 0,96; 1,42; 1,35 e 0,83 (alvo T<sub>4</sub>), para o termo fonte LA150H – CEM03; e de 0,77; 1,06; 1,08 e 1,00 (alvo T<sub>1</sub>), e de 0,88; 1,26; 1,20 e 0,76 (alvo T<sub>4</sub>), para o termo fonte LA150H – TENDL-2015.

A partir da análise realizada, podem-se observar diferenças de até 25% para todos os pontos, P<sub>1</sub> a P<sub>4</sub> e alvos T<sub>1</sub> e T<sub>4</sub>, para ambos os termos fontes, LA150H – CEM03 e LA150H – TENDL-2015; com exceção dos pontos P<sub>2</sub> e P<sub>3</sub> (T<sub>4</sub>) para o termo fonte LA150H – CEM03, onde, foram apresentadas diferenças de 42% e 35%, respectivamente.

Por outro lado, as razões entre o termo fonte LA150H – TENDL-2015 em relação ao LA150H – CEM03, foram de 0,94; 0,89; 0,90 e 0,92 para o alvo T<sub>1</sub>; e de 0,92; 0,89; 0,89 e 0,93 para o alvo T<sub>4</sub>. Assim, as diferenças entre as taxas de fluência total de nêutrons para estes termos fontes varia em torno dos 5 a 11%.

Tabela 27. Comparação dos resultados das taxas de fluência total, energias médias e taxas de equivalente de dose de nêutrons obtidos pelos termos fontes LA150H – CEM03, LA150H – TENDL-2015 e MCNP (dados fornecidos pelo fabricante) para os pontos P<sub>1</sub> a P<sub>4</sub> e alvos T<sub>1</sub> e T<sub>4</sub>. Os resultados foram normalizados para 1 µA de corrente.

Grandeza		Pontos			
Taxa de fluência total (cm <sup>-2</sup> .s <sup>-1</sup> )	P <sub>1</sub>	P <sub>2</sub>	P <sub>3</sub>	P <sub>4</sub>	
MCNP - T <sub>1</sub>	2,73E+05 ± 1,35E+02	4,34E+04 ± 5,58E+01	5,07E+04 ± 8,43E+01	2,93E+05 ± 1,89E+02	
MCNP - T <sub>4</sub>	1,91E+05 ± 2,65E+02	4,25E+04 ± 8,11E+01	5,02E+04 ± 1,11E+02	3,60E+05 ± 2,01E+02	
LA150H – CEM03 - T <sub>1</sub>	2,22E+05 ± 2,44E+02	5,18E+04 ± 1,11E+02	6,10E+04 ± 1,27E+02	3,18E+05 ± 2,42E+02	
LA150H – CEM03 - T <sub>4</sub>	1,83E+05 ± 2,21E+02	6,04E+04 ± 1,05E+02	6,77E+04 ± 1,26E+02	2,97E+05 ± 3,68E+02	
LA150H – TENDL-2015 - T <sub>1</sub>	2,09E+05 ± 2,14E+02	4,61E+04 ± 8,88E+01	5,50E+04 ± 1,41E+02	2,94E+05 ± 2,34E+02	
LA150H – TENDL-2015 - T <sub>4</sub>	1,69E+05 ± 2,13E+02	5,37E+04 ± 1,31E+02	6,02E+04 ± 1,27E+02	2,75E+05 ± 2,43E+02	
<b>Energia média (MeV)</b>					
MCNP - T <sub>1</sub>	1,22E+00 ± 6,12E-04	9,44E-02 ± 1,23E-04	1,24E-01 ± 2,10E-04	9,98E-01 ± 5,99E-04	
MCNP - T <sub>4</sub>	4,89E-01 ± 6,84E-04	8,81E-02 ± 1,67E-04	1,17E-01 ± 2,58E-04	1,26E+00 ± 7,55E-04	
LA150H – CEM03 - T <sub>1</sub>	5,15E-01 ± 1,18E-03	7,53E-02 ± 2,48E-04	8,78E-02 ± 2,90E-04	6,28E-01 ± 8,79E-04	
LA150H – CEM03 - T <sub>4</sub>	2,31E-01 ± 5,09E-04	6,85E-02 ± 1,92E-04	7,79E-02 ± 2,35E-04	5,55E-01 ± 9,98E-04	
LA150H – TENDL-2015 - T <sub>1</sub>	5,64E-01 ± 1,13E-03	6,94E-02 ± 2,22E-04	8,39E-02 ± 4,53E-04	6,42E-01 ± 9,63E-04	
LA150H – TENDL-2015 - T <sub>4</sub>	2,48E-01 ± 5,70E-04	6,36E-02 ± 2,61E-04	7,49E-02 ± 2,32E-04	5,78E-01 ± 9,83E-04	
<b>H*(10) (mSv.h<sup>-1</sup>)</b>					
MCNP - T <sub>1</sub>	1,83E+02 ± 9,16E-02	6,38E+00 ± 8,29E-03	8,64E+00 ± 1,47E-02	1,89E+02 ± 1,13E-01	
MCNP - T <sub>4</sub>	7,41E+01 ± 1,04E-01	5,96E+00 ± 1,13E-02	8,17E+00 ± 1,80E-02	2,78E+02 ± 1,67E-01	
LA150H – CEM03 - T <sub>1</sub>	9,26E+01 ± 1,48E-01	6,09E+00 ± 4,39E-02	7,87E+00 ± 2,91E-02	1,73E+02 ± 2,07E-01	
LA150H – CEM03 - T <sub>4</sub>	4,71E+01 ± 1,08E-01	7,15E+00 ± 2,29E-02	8,28E+00 ± 2,73E-02	1,49E+02 ± 2,38E-01	
LA150H – TENDL-2015 - T <sub>1</sub>	8,92E+01 ± 1,43E-01	5,18E+00 ± 1,97E-02	6,90E+00 ± 2,69E-02	1,57E+02 ± 1,89E-01	
LA150H – TENDL-2015 - T <sub>4</sub>	4,41E+01 ± 1,10E-01	6,03E+00 ± 2,84E-02	7,27E+00 ± 2,91E-02	1,36E+02 ± 1,64E-01	

Na tabela, pode-se observar que as razões dos resultados em termos das energias médias dos termos fontes LA150H – CEM03 e LA150H – TENDL-2015 em relação aos do MCNP, foram muito próximas, 0,42; 0,80; 0,71 e 0,63 (alvo T<sub>1</sub>), e de 0,46; 0,74; 0,68 e 0,64 (alvo T<sub>4</sub>), para o termo fonte LA150H – CEM03; e de 0,47; 0,78; 0,67 e 0,44 (alvo T<sub>1</sub>), e de 0,51; 0,72; 0,64 e 0,46 (alvo T<sub>4</sub>), para o termo fonte LA150H – TENDL-2015.

A partir da análise dos resultados, podem-se observar diferenças de até 55% para todos os pontos, P<sub>1</sub> a P<sub>4</sub> e alvos T<sub>1</sub> e T<sub>4</sub>, para ambos os termos fontes, LA150H – CEM03 e LA150H – TENDL-2015.

Para o caso das taxas de equivalente de dose ambiente, as razões dos resultados dos termos fontes LA150H – CEM03 e LA150H – TENDL-2015 em relação aos do MCNP, foram muito próximas, 0,51; 0,95; 0,91 e 0,92 (alvo T<sub>1</sub>), e de 0,49; 0,81; 0,80 e 0,83 (alvo T<sub>4</sub>), para o termo fonte LA150H – CEM03; e de 0,64; 1,20; 1,01 e 0,54 (alvo T<sub>1</sub>), e de 0,60; 1,01; 0,89 e 0,49 (alvo T<sub>4</sub>), para o termo fonte LA150H – TENDL-2015.

A partir da análise realizada, podem-se observar diferenças de 36 a 50% (P<sub>1</sub>), 1 a 20% (P<sub>2</sub> e P<sub>3</sub>) e de 8 a 50 % (P<sub>4</sub>) para ambos os alvos T<sub>1</sub> e T<sub>4</sub> e para ambos os termos fontes, LA150H – CEM03 e LA150H – TENDL-2015.

Os valores de taxa de equivalente de dose dos termos fontes LA150H – CEM03 e LA150H – TENDL-2015 para o ponto P<sub>1</sub> e alvo T<sub>1</sub> foram da mesma ordem aos reportados por Gallerani para o mesmo ciclotron (95,6 mSv.h<sup>-1</sup> e a 1,65 m de distância do alvo) (GALLERANI, CICORIA, *et al.*, 2008)

### **3.6.3 Comparação das taxas de fluência de nêutrons térmicos, epitérmicos e rápidos na produção do <sup>18</sup>F**

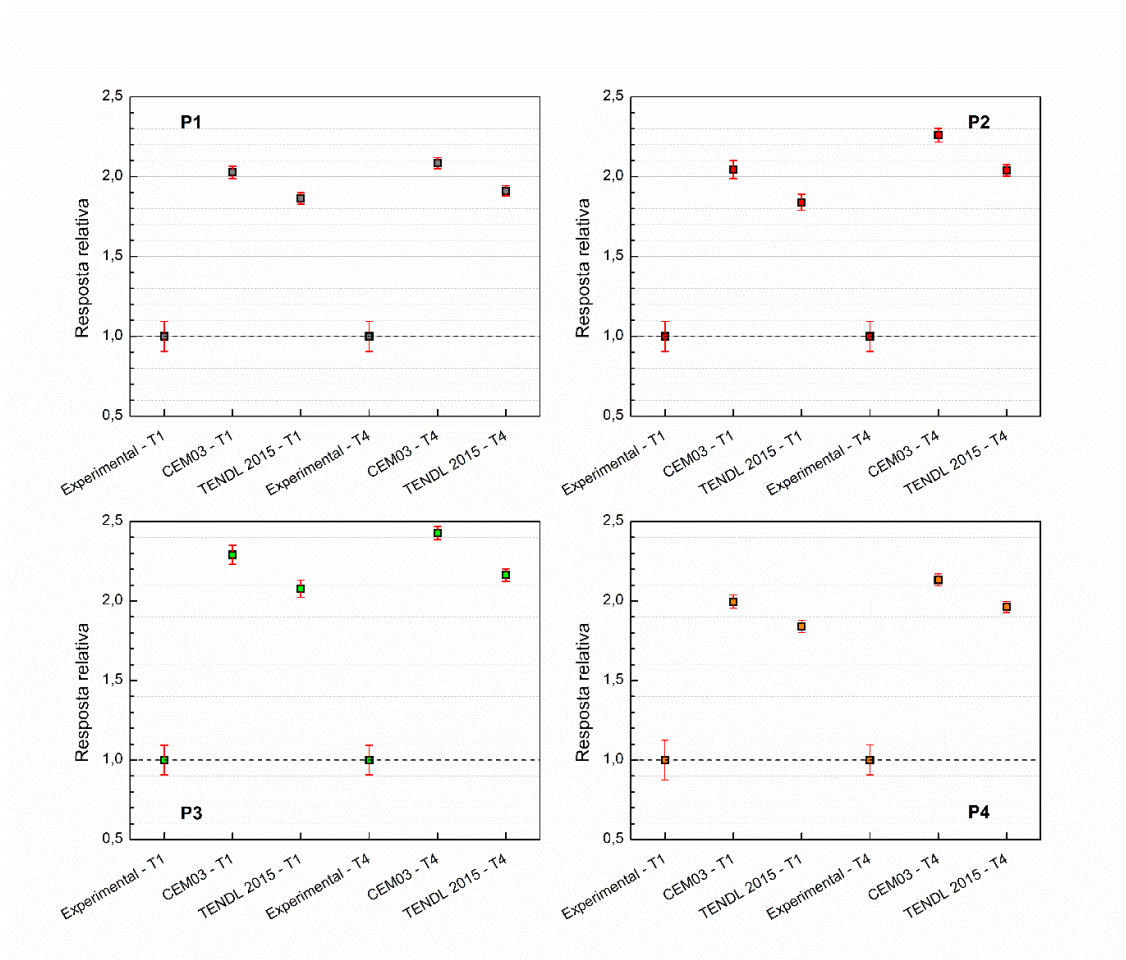
A Tabela 28 apresenta a comparação dos resultados das taxas de fluência de nêutrons térmicos, epitérmicos e rápidos obtidos pelo MCNPX e as obtidas pelas medidas experimentais com as folhas de ativação de Au e In (E<sub>n</sub> > 0,5 MeV) para os pontos P<sub>1</sub> a P<sub>4</sub>. Os resultados foram normalizados para 1 μA de corrente.

Tabela 28. Comparação dos resultados das taxas de fluência de nêutrons térmicos, epitérmicos e rápidos obtidos pelo MCNPX e as obtidas pelas medidas experimentais com as folhas de ativação de Au e In ( $E_n > 0,5$  MeV) para os pontos P<sub>1</sub> a P<sub>4</sub> e alvos T<sub>1</sub> e T<sub>4</sub>. Resultados normalizados a 1  $\mu$ A.

Grandezas	Pontos			
	P <sub>1</sub>	P <sub>2</sub>	P <sub>3</sub>	P <sub>4</sub>
<b>Taxa de fluência térmica</b> (cm <sup>2</sup> .s <sup>-1</sup> )				
Experimental - T <sub>1</sub>	3,52E+04 ± 6,54E+02	1,38E+04 ± 3,43E+02	1,43E+04 ± 3,66E+02	3,66E+04 ± 7,42E+02
Experimental - T <sub>4</sub>	3,34E+04 ± 5,24E+02	1,38E+04 ± 2,05E+02	1,47E+04 ± 2,27E+02	3,39E+04 ± 5,91E+02
LA150H – CEM03 - T <sub>1</sub>	7,13E+04 ± 3,15E+02	2,82E+04 ± 3,19E+02	3,28E+04 ± 2,61E+02	7,31E+04 ± 3,81E+02
LA150H – CEM03 - T <sub>4</sub>	6,96E+04 ± 3,69E+02	3,12E+04 ± 3,69E+02	3,58E+04 ± 2,67E+02	7,23E+04 ± 3,79E+02
LA150H – TENDL-2015 - T <sub>1</sub>	6,56E+04 ± 3,34E+02	2,53E+04 ± 2,85E+02	2,98E+04 ± 1,13E+02	6,74E+04 ± 3,67E+02
LA150H – TENDL-2015 - T <sub>4</sub>	6,38E+04 ± 3,47E+02	2,81E+04 ± 2,62E+02	3,19E+04 ± 3,02E+02	6,65E+04 ± 2,77E+02
<b>Taxa de fluência epitérmica</b> (cm <sup>2</sup> .s <sup>-1</sup> )				
Experimental - T <sub>1</sub>	1,20E+04 ± 1,02E+02	3,56E+03 ± 3,12E+01	4,39E+03 ± 3,24E+01	1,52E+04 ± 1,43E+02
Experimental - T <sub>4</sub>	1,23E+04 ± 1,19E+02	3,91E+03 ± 3,70E+01	4,71E+03 ± 4,25E+01	1,53E+04 ± 1,46E+02
LA150H – CEM03 - T <sub>1</sub>	6,50E+04 ± 2,34E+02	1,41E+04 ± 2,86E+02	1,64E+04 ± 2,51E+02	8,68E+04 ± 5,49E+02
LA150H – CEM03 - T <sub>4</sub>	6,03E+04 ± 4,71E+02	1,81E+04 ± 2,53E+02	1,90E+04 ± 3,09E+02	8,42E+04 ± 3,07E+02
LA150H – TENDL-2015 - T <sub>1</sub>	6,09E+04 ± 4,45E+02	1,26E+04 ± 3,02E+02	1,48E+04 ± 2,79E+02	8,16E+04 ± 4,37E+02
LA150H – TENDL-2015 - T <sub>4</sub>	5,63E+04 ± 4,28E+02	1,58E+04 ± 1,09E+02	1,69E+04 ± 2,62E+02	7,89E+04 ± 4,60E+02
<b>Taxa de fluência rápida</b> (cm <sup>2</sup> .s <sup>-1</sup> )				
Experimental - T <sub>1</sub> (> 0,5 MeV)	3,98E+03 ± 4,25E+02	-	-	4,31E+04 ± 1,61E+03
Experimental - T <sub>1,4</sub> (> 1,9 MeV)	3,00E+04 ± 1,51E+03	-	-	1,39E+05 ± 6,45E+03
LA150H – CEM03 - T <sub>1</sub> (> 0,5 MeV)	5,01E+04 ± 7,22E+02	-	-	9,47E+04 ± 9,37E+02
LA150H – TENDL-2015 - T <sub>1</sub> (> 0,5 MeV)	4,85E+04 ± 6,93E+02	-	-	8,59E+04 ± 1,02E+03



Figura 29. Comparação dos resultados das taxas de fluência de nêutrons térmicos obtidos pelo MCNPX e os obtidos pelas medidas experimentais para os pontos P<sub>1</sub> a P<sub>4</sub> e alvos T<sub>1</sub> e T<sub>4</sub>.

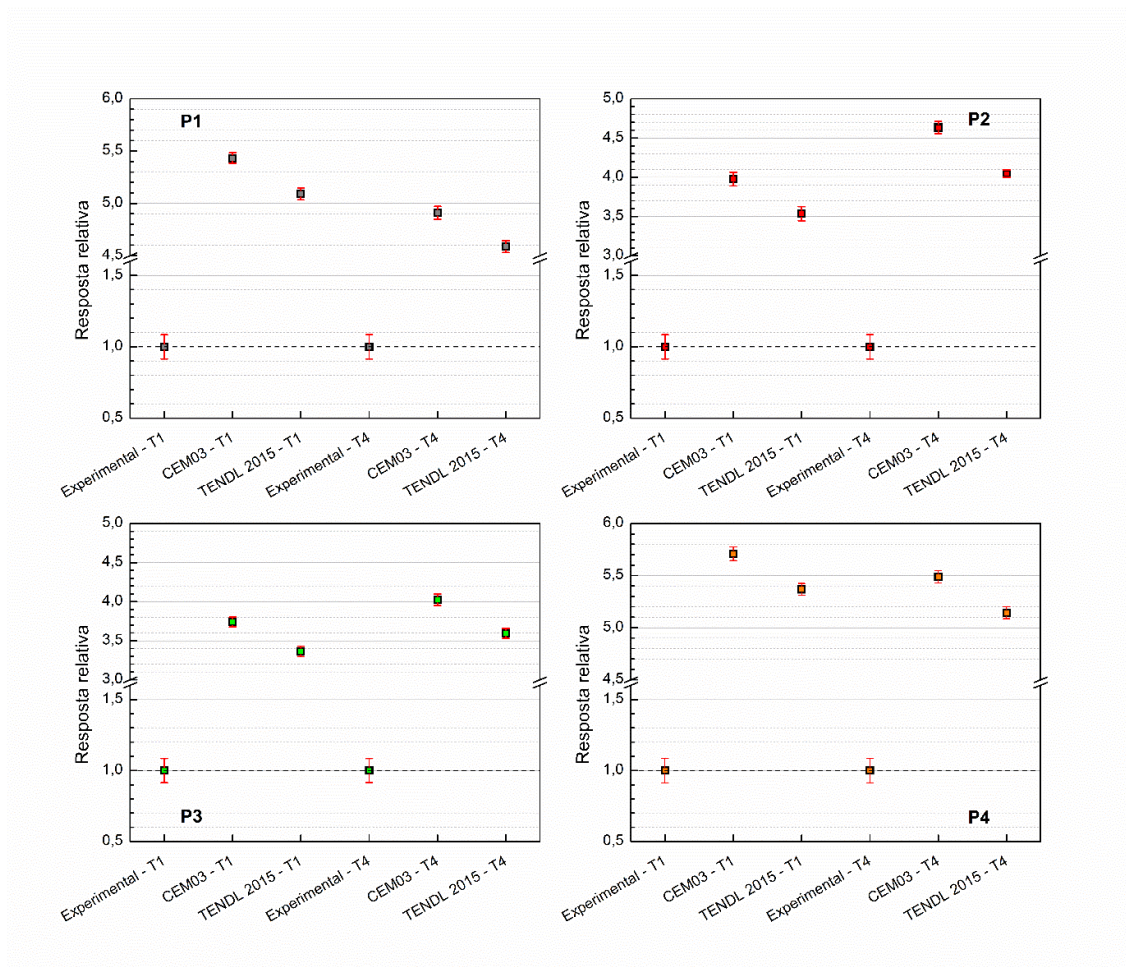


A Figura 29 apresenta a comparação entre os resultados das taxas de fluência de nêutrons térmicos. Na figura, pode-se observar que os resultados da simulação para ambos os termos fontes, LA150H – CEM03 e LA150H – TENDL-2015, estão superestimados por um fator de aproximadamente 2 para todos os pontos, P<sub>1</sub> a P<sub>4</sub>, e alvos T<sub>1</sub> e T<sub>4</sub>.

Os valores das incertezas das taxas de fluência térmica, para ambos os termos fontes, LA150H – CEM03 e LA150H – TENDL-2015, foram de 2% para os pontos P<sub>1</sub> e P<sub>4</sub>, e de 3% para os pontos P<sub>2</sub> e P<sub>3</sub>, para o alvo T<sub>1</sub>; e de 2% para os quatro pontos P<sub>1</sub> a P<sub>4</sub>, para o alvo T<sub>4</sub>.

Os resultados das taxas de fluência de nêutrons térmicos para todos os pontos encontram-se na faixa de  $2,6\text{E}+04$  a  $7,3\text{E}+04 \text{ cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1}$ , da mesma ordem de grandeza aos obtidos por Ogata e colaboradores, e Fujibuchi e colaboradores para o mesmo ciclotron; e por Mendez e colaboradores para um ciclotron de fabricação diferente (OGATA, *et al.*, 2011; FUJIBUCHI HORITSUGI, *et al.*, 2012; MÉNDEZ, *et al.*, 2005).

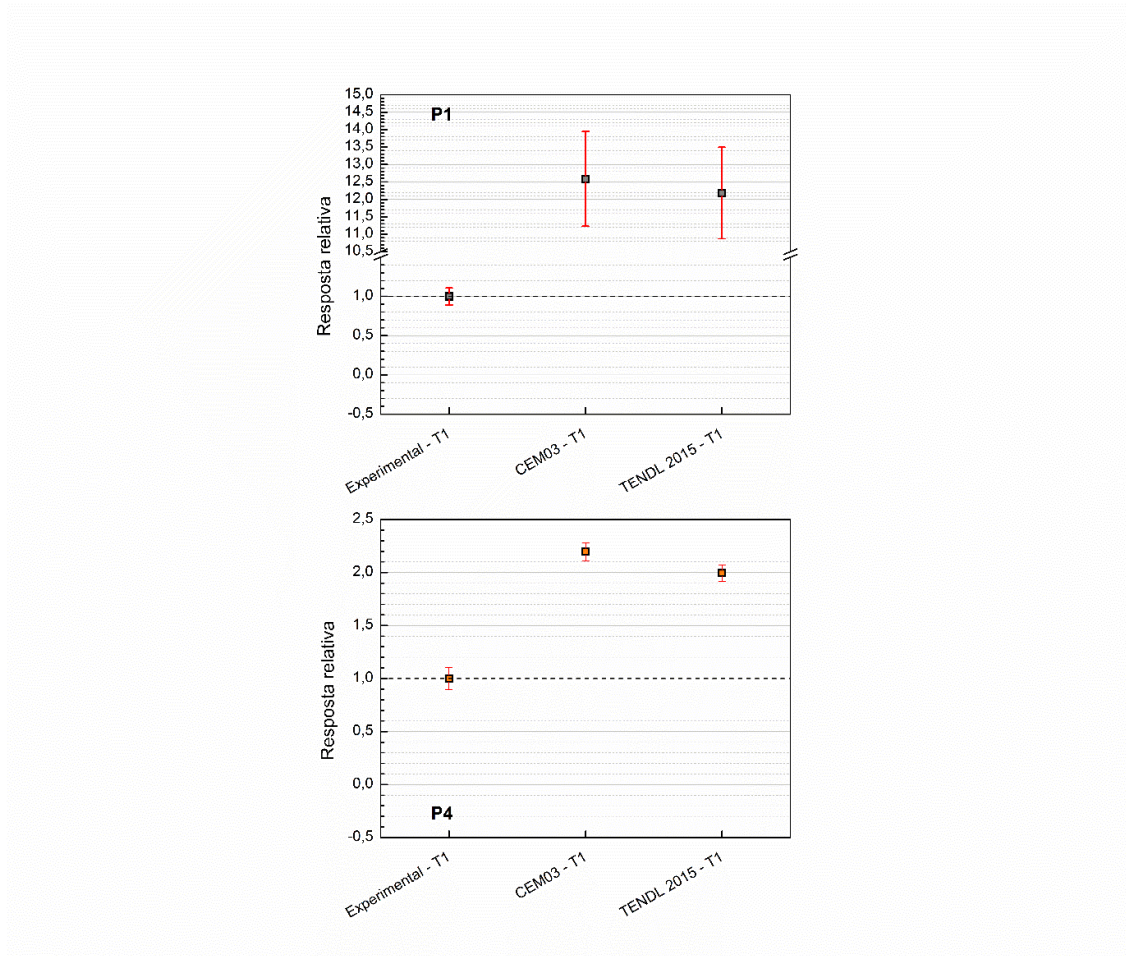
Figura 30. Comparação dos resultados das taxas de fluência de nêutrons epitérmicos obtidos pelo MCNPX e os obtidos pelas medidas experimentais para os pontos P<sub>1</sub> a P<sub>4</sub> e alvos T<sub>1</sub> e T<sub>4</sub>.



A Figura 30 apresenta a comparação entre os resultados das taxas de fluência de nêutrons epitérmicos. Pode-se observar que, os resultados da simulação do termo fonte LA150H – CEM03, estão superestimados por um fator de aproximadamente 5,4; 4,0; 3,7 e 5,7; para o T<sub>1</sub>; e por 4,9; 4,6; 4,0 e 5,5; para o T<sub>4</sub>, para os pontos P<sub>1</sub> a P<sub>4</sub>, respectivamente. Para o termo fonte LA150H – TENDL-2015, os resultados estão superestimados por um fator de aproximadamente 5,1; 3,5; 3,4 e 5,4; para T<sub>1</sub>; e por 4,6; 4,1; 3,6 e 5,1; para o T<sub>4</sub>, para os pontos P<sub>1</sub> a P<sub>4</sub>, respectivamente.

Os valores das incertezas das taxas de fluência epitérmica, para ambos os termos fontes, LA150H – CEM03 e LA150H – TENDL-2015, foram de 1% para os pontos P<sub>1</sub> e P<sub>4</sub>, 3% e 2% para os pontos P<sub>2</sub> e P<sub>3</sub>, para o alvo T<sub>1</sub>; para o alvo T<sub>4</sub>, as incertezas foram de 1 % para os pontos P<sub>1</sub> e P<sub>4</sub> e de 2 % para o ponto P<sub>4</sub>.

Figura 31. Comparação dos resultados das taxas de fluência de nêutrons rápidos obtidos pelo MCNPX e os obtidos pelas medidas experimentais para os pontos P<sub>1</sub> a P<sub>4</sub> e alvos T<sub>1</sub> e T<sub>4</sub>.



A Figura 31 apresenta a comparação entre os resultados das taxas de fluência de nêutrons rápidos. Na figura, pode-se observar que os resultados da simulação obtidos para ambos os termos fontes, LA150H – CEM03 e LA150H – TENDL-2015, estão superestimados por um fator de aproximadamente 12,6 e 12,2, para o ponto P<sub>1</sub>, e por um fator de 2,2 e 2,0, para o ponto P<sub>4</sub>, unicamente para o alvo T<sub>1</sub>, respectivamente.

Os valores das incertezas das taxas de fluência de nêutrons rápidos, para ambos os termos fontes, LA150H – CEM03 e LA150H – TENDL-2015, foram de 11% e 4%, para os pontos P<sub>1</sub> e P<sub>4</sub>, para o alvo T<sub>1</sub>.



A partir da análise dos resultados das taxas de neutros térmicos e epitérmicos, pode-se observar que existe uma correlação entre os resultados simulados e experimentais, assim a utilização de fatores de correção pode ser sugerida para melhorar a coerência dos resultados.

Para o caso dos resultados das taxas de nêutrons rápidos, foi realizada a comparação somente para o alvo T<sub>1</sub>, devido a não terem sido realizadas medidas experimentais para o alvo T<sub>4</sub>. Para este caso, não se pode concluir que existe uma correlação entre os resultados simulados e experimentais como foi observado para as faixas térmica e epitérmica, assim, sugere-se realizar um estudo mais detalhado para esta faixa de energia.

A correlação apresentada para a faixa de nêutrons térmica e epitérmica pode ser explicada pelo uso das seções de choque de ouro ao determinar as taxas de fluência de nêutrons a partir da atividade induzida nas folhas de ativação (ou taxas de reação), uma vez que a seção de choque de ouro não é perfeita em  $1/v$  e que o espectro de nêutrons na casamata do cíclotron não é maxwelliano (MALAMBU, 2017).

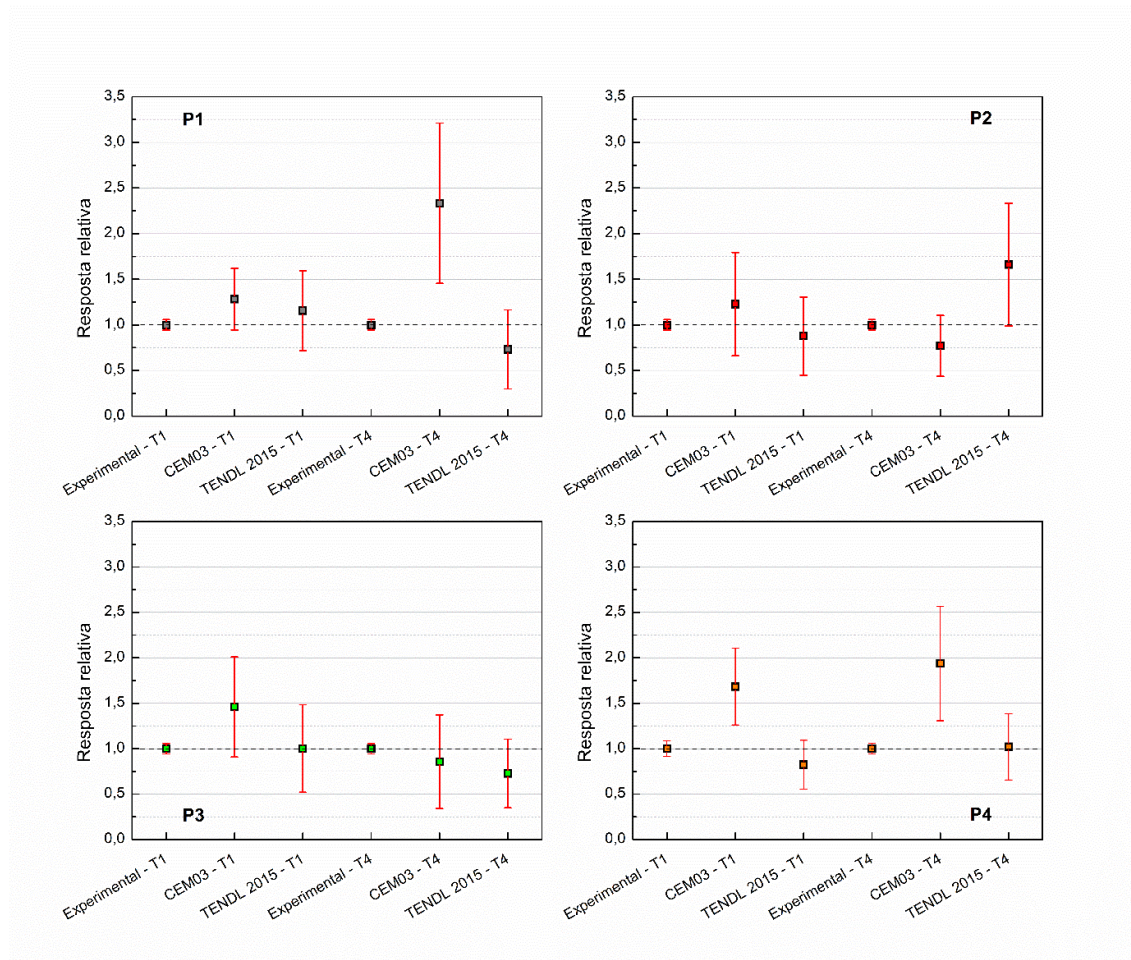
#### ***3.6.4 Comparação das taxas de reação de nêutrons na produção do <sup>18</sup>F***

A comparação dos resultados das taxas de reação obtidos pelo MCNPX com os obtidos pelas medidas experimentais com as folhas de ativação de ouro para os pontos P<sub>1</sub> a P<sub>4</sub> e alvos T<sub>1</sub> e T<sub>4</sub>, é apresentada na Tabela 29. Os resultados foram normalizados para 1  $\mu$ A de corrente.

Tabela 29. Comparação dos resultados das taxas de reação de nêutrons obtidos pelo MCNPX com os obtidos pelas medidas experimentais com as folhas de ativação de Au para os pontos P<sub>1</sub> a P<sub>4</sub> e alvos T<sub>1</sub> e T<sub>4</sub>. Resultados normalizados a 1 μA.

Grandezas	Pontos			
	P <sub>1</sub>	P <sub>2</sub>	P <sub>3</sub>	P <sub>4</sub>
Taxa de reação (s <sup>-1</sup> )				
<b>Experimental - T<sub>1</sub></b>	2,13E+03 ± 2,48E+01	7,54E+02 ± 1,30E+01	8,23E+02 ± 1,37E+01	2,33E+03 ± 2,64E+01
<b>Experimental - T<sub>4</sub></b>	2,08E+03 ± 1,91E+01	7,77E+02 ± 7,50E+00	8,59E+02 ± 8,11E+00	2,24E+03 ± 2,02E+01
<b>LA150H – CEM03 - T<sub>1</sub></b>	2,73E+03 ± 7,19E+02	9,25E+02 ± 4,27E+02	1,20E+03 ± 4,53E+02	3,92E+03 ± 9,80E+02
<b>LA150H – CEM03 - T<sub>4</sub></b>	4,85E+03 ± 1,83E+03	5,98E+02 ± 2,60E+02	7,37E+02 ± 4,44E+02	4,34E+03 ± 1,41E+03
<b>LA150H – TENDL-2015 - T<sub>1</sub></b>	2,46E+03 ± 9,29E+02	6,62E+02 ± 3,23E+02	8,25E+02 ± 3,97E+02	1,92E+03 ± 6,24E+02
<b>LA150H – TENDL-2015 - T<sub>4</sub></b>	1,52E+03 ± 9,00E+02	1,29E+03 ± 5,23E+02	6,25E+02 ± 3,24E+02	2,29E+03 ± 8,17E+02

Figura 32. Comparação dos resultados das taxas de reação de nêutrons na folha de Au obtidos pelo MCNPX e os obtidos pelas medidas experimentais para os pontos P<sub>1</sub> a P<sub>4</sub> e para os alvos T<sub>1</sub> e T<sub>4</sub>.



A Tabela 29 e a Figura 32 apresentam a comparação entre os resultados das taxas de reação dos nêutrons produzidos no material da folha de ativação de Au. Na figura, pode-se observar que os valores simulados obtidos com o MCNPX, para ambos os termos fontes, LA150H – CEM03 e LA150H – TENDL-2015, apresentam boa concordância em relação aos valores experimentais, com exceção dos pontos P<sub>1</sub> (T<sub>4</sub>) e P<sub>4</sub> (T<sub>1</sub> e T<sub>4</sub>) do termo fonte LA150H – CEM03, e dos pontos P<sub>2</sub> e P<sub>3</sub> (T<sub>4</sub>) do termo fonte LA150H – TENDL-2015.

As razões das taxas de reação obtidas pela simulação em relação às obtidas experimentalmente para os pontos P<sub>1</sub> a P<sub>4</sub>, foram de 1,3; 1,2; 1,5 e 1,7 (LA150H – CEM03) e 1,2; 0,9; 1,0 e 0,8 (LA150H – TENDL-2015) para o alvo T<sub>1</sub>; e de 2,3; 0,8; 0,9 e 1,9 (LA150H – CEM03) e 0,7; 1,7; 1,7 e 1,0 (LA150H – TENDL-2015) para alvo T<sub>4</sub>.

Os valores das incertezas relativas das taxas de reação obtidos pelo MCNPX utilizando as seções de choque das bibliotecas LA150H – CEM03 e LA150H – TENDL-2015 para os

pontos  $P_1$  a  $P_4$  e ambos os alvos,  $T_1$  e  $T_4$ , encontram-se na faixa dos 25 a 50%. Recomenda-se a utilização da técnica de redução de variância para ter uma maior quantidade de nêutrons que possa interagir com o material da folha de Au, e diminuir a incerteza dos resultados.

A partir da análise dos resultados, pode-se concluir que os valores das taxas de reação determinados pelo MCNPX mais próximos aos valores experimentais são os do termo fonte LA150H – TENDL-2015.

### 3.6.5 Comparação das taxas de equivalente de dose ambiente na produção do $^{18}\text{F}$

A Tabela 30 apresenta a comparação dos resultados das taxas de equivalente de dose ambiente calculados pelo MCNPX e as obtidas experimentalmente com o monitor de área *Berthold LB6411* nos pontos P<sub>5</sub> a P<sub>7</sub> e para os alvos T<sub>1</sub> e T<sub>4</sub>.

Tabela 30. Comparação dos resultados das taxas de equivalente de dose ambiente obtidos pelo MCNPX e entre as medidas experimentais com o monitor *Berthold LB6411* nos pontos P<sub>5</sub> a P<sub>7</sub> e para os alvos T<sub>1</sub> e T<sub>4</sub>.

Resultados normalizados a 1  $\mu\text{A}$ .

Grandezas	Pontos		
	P <sub>5</sub>	P <sub>6</sub>	P <sub>7</sub>
H <sup>*</sup> (10) ( $\mu\text{Sv}\cdot\text{h}^{-1}$ )			
<b>Berthold - T<sub>1</sub></b>	0,265 ± 0,080	0,279 ± 0,084	0,143 ± 0,043
<b>Berthold - T<sub>4</sub></b>	0,154 ± 0,046	0,232 ± 0,070	0,112 ± 0,034
<b>CEM03 - T<sub>1</sub></b>	0,035 ± 0,024	0,060 ± 0,091	0,021 ± 0,032
<b>CEM03 - T<sub>4</sub></b>	0,032 ± 0,020	0,024 ± 0,035	0,272 ± 0,233
<b>TENDL 2015 - T<sub>1</sub></b>	0,017 ± 0,010	0,005 ± 0,008	0,020 ± 0,030
<b>TENDL 2015 - T<sub>4</sub></b>	0,029 ± 0,022	0,009 ± 0,014	0,008 ± 0,012

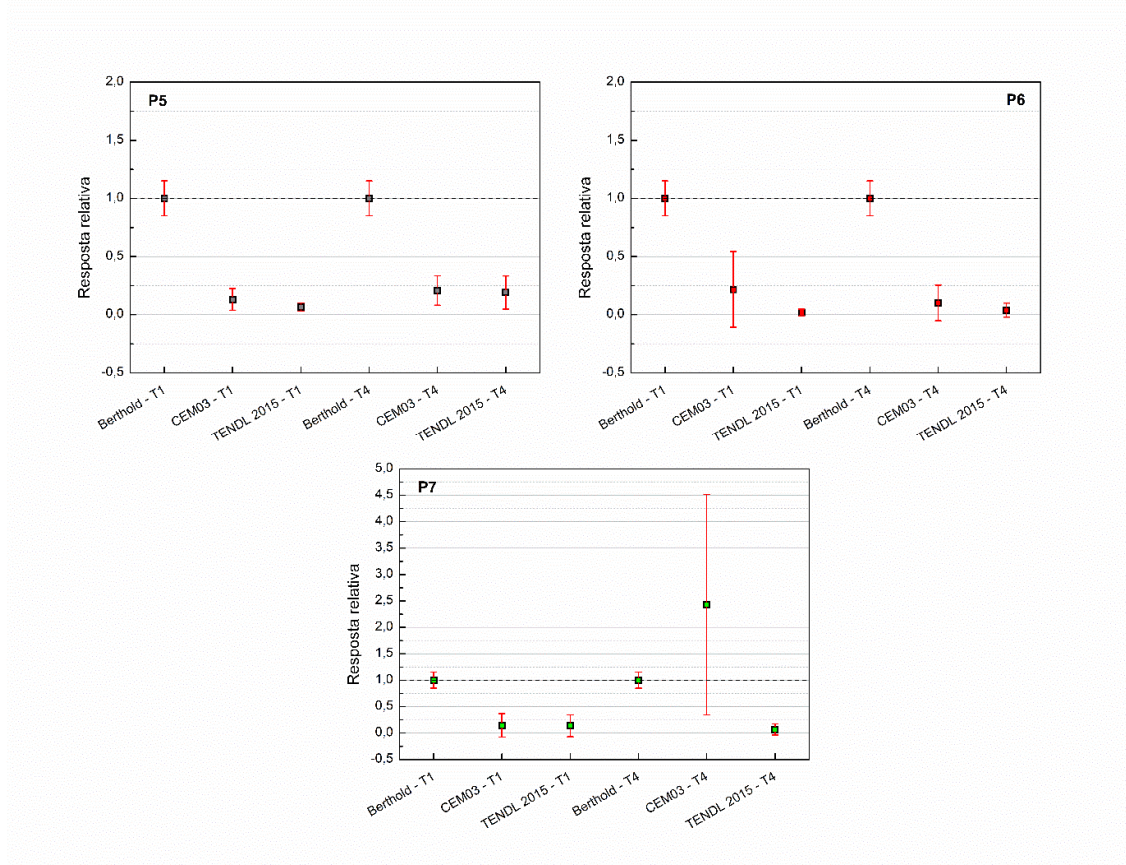
A partir da Tabela 30 e da Figura 33, pode-se observar que todos os resultados das taxas de equivalente de dose ambiente calculados pelo MCNPX são menores do que os valores obtidos pelo monitor de área *Berthold*, com exceção do resultado obtido com o termo fonte LA150H – CEM03 no ponto P<sub>7</sub> (T<sub>4</sub>). As razões entre as taxas de equivalente de dose ambiente simuladas e as medidas experimentalmente foram de 0,13; 0,22 e 0,15 (LA150H – CEM03) e 0,10; 0,02 e 0,14 (LA150H – TENDL-2015) para o alvo T<sub>1</sub>; e de 0,21; 0,10 e 2,43 (LA150H – CEM03) e 0,20; 0,04 e 0,10 (LA150H – TENDL-2015) para alvo T<sub>4</sub>.

Os valores das incertezas relativas das taxas de equivalente de dose ambiente calculadas pelas simulações MCNPX para os pontos P<sub>5</sub> a P<sub>7</sub>, localizados na casamata do feixe da linha externa, encontram-se na faixa dos 70 a 150% (T<sub>1</sub>) e 60 a 150% (T<sub>4</sub>), para o termo fonte LA150H – CEM03; e dos 55 a 150% (T<sub>1</sub>) e 75 a 150% (T<sub>4</sub>), para o termo fonte LA150H – TENDL-2015.

Nota-se que estes valores de incerteza se encontram muito altos. O arquivo de saída (*output file*) indica a baixa quantidade de nêutrons que interagiram nos pontos de medida, devido a blindagem da parede de concreto que separa a casamata do ciclotron com a do feixe da linha externa.



Figura 33. Comparação dos resultados das taxas de equivalente de dose ambiente obtidos pelo MCNPX e entre as medidas experimentais com o monitor *Berthold LB6411* nos pontos P<sub>5</sub> a P<sub>7</sub>, e para os alvos T<sub>1</sub> e T<sub>4</sub>.



Além da blindagem que exerce a parede de concreto, o campo de radiação neutrônica também é atenuado pelas lâminas de polietileno borado que revestem a parede, conforme mostrado na Figura 6. Pode-se concluir que não é recomendável realizar comparações entre medidas experimentais e teóricas na sala do feixe da linha externa devido à limitação do campo de radiação neutrônica.

## 4 CONCLUSÕES

No presente trabalho foi realizado o mapeamento do fluxo e estimativa do termo fonte de radiação dos campos neutrônicos gerados pelo ciclotron *GE PETtrace-8* da UPPR/CDTN.

Inicialmente, um termo fonte de radiação fornecido pelo fabricante do ciclotron foi proposto utilizando as seções de choque de nêutrons da biblioteca ENDF/B-VII.0 para simulações de nêutrons durante as produções de  $^{18}\text{F}$  e  $^{13}\text{N}$ . Foram determinadas as taxas de fluência, energias médias e taxas de equivalente de dose.

Os resultados em termos das taxas de equivalente de dose foram comparados com os obtidos experimentalmente com o monitor de área *Berthold LB6411* na casamata da linha externa. Os resultados das simulações para o  $^{18}\text{F}$  encontraram diferenças de 3,2%; -2,8% e 9,8% para os pontos  $P_6$  e  $P_7$  (alvo  $T_1$ ) e  $P_7$  (alvo  $T_4$ ); para os outros pontos foram de 50 a 280%. Para o caso do  $^{13}\text{N}$ , as diferenças foram de -3,4% e 8% para os pontos  $P_6$  e  $P_7$  (o alvo  $T_4$ ), para os outros pontos as diferenças encontraram-se na faixa de 22% a 45%.

Medidas experimentais dentro da casamata do ciclotron foram realizadas utilizando o método de análise por ativação neutrônica. Folhas de ativação de Au, In e Ni foram utilizadas para a determinação das atividades induzidas pelo campo de radiação neutrônico. O método de irradiações intermitentes foi implementado e utilizado para as irradiações com o campo de radiação neutrônico gerados durante a produção do  $^{18}\text{F}$ . As taxas de reação e taxas de fluência de nêutrons foram determinadas a partir das atividades induzidas nas folhas de ativação utilizando a norma recente da ASTM – 2013.

Dois modelos de termos fontes de radiação foram propostos para a simulação de prótons de 16,5 MeV para a produção de  $^{18}\text{F}$  utilizando as seções de choque da biblioteca LA150H. As seções de choque de prótons utilizando a biblioteca do modelo físico CEM03 e do TENDL 2015 foram utilizados para  $^{18}\text{O}$ . As taxas de reação, taxas de fluência e taxas de equivalente de dose ambiente foram determinadas por ambos os termos fontes, LA150H – CEM03 e LA150H – TENDL-2015, e comparados com os resultados experimentais.

Os resultados mostraram que a utilização de ambos os termos fontes pode ser viável. Os resultados do termo fonte LA150H – CEM03 apresentaram valores de taxa de fluência de nêutrons 5 a 11% maior que os valores apresentados pelo termo fonte LA150H – TENDL-2015.

Os resultados das taxas de fluência de nêutrons térmicos e epitérmicos apresentaram uma correlação para os quatro pontos medidos e ambos os alvos. Para a faixa de nêutrons rápidos, não foi observada uma correlação entre seus resultados. Isto, sugere a aplicação de fatores de correção às atividades induzidas nas folhas de ativação ou às taxas de reação quando

realizado o cálculo das taxas de fluência de nêutrons dentro da casamata do ciclotron. Os resultados das taxas de fluência de nêutrons térmicos encontram-se na mesma ordem de grandeza aos obtidos por Ogata e colaboradores, e Fujibuchi e colaboradores para o mesmo ciclotron; e por Mendez e colaboradores para um ciclotron de fabricação diferente (OGATA, *et al.*, 2011; FUJIBUCHI HORITSUGI, *et al.*, 2012; MÉNDEZ, *et al.*, 2005).

A partir da análise dos resultados foi observado que os valores das taxas de reação determinados pelo MCNPX mais próximos aos valores experimentais foram os do termo fonte LA150H – TENDL-2015. Foi observado também, que as razões das taxas de reação determinados para ambos os termos fontes foram menores do que as razões determinadas para as taxas de fluência de nêutrons. Isto, pode ser devido a que a seção de choque de ouro utilizada para o cálculo da taxa de fluência não é perfeita em  $1/v$  e que o espectro de nêutrons na casamata do ciclotron não é maxwelliano.

Os resultados das taxas de equivalente de dose dos termos fontes LA150H – CEM03 e LA150H – TENDL-2015 para o ponto P<sub>1</sub> foram da mesma ordem aos reportados por Gallerani para o mesmo ciclotron (GALLERANI, CICORIA, *et al.*, 2008). Para os pontos P<sub>5</sub> a P<sub>7</sub> os resultados apresentaram valores muito baixos em relação aos resultados experimentais, devido principalmente à blindagem da parede de concreto e às lâminas de polietileno borado. Pode-se concluir que não é recomendável realizar comparações entre medidas experimentais e teóricas na sala do feixe da linha externa devido ao baixo nível de radiação do campo de radiação neutrônico.

Neste trabalho foram validados os modelos dos termos fontes de radiação propostos para obter os espectros gerados durante a produção de <sup>18</sup>F quando a água enriquecida em <sup>18</sup>O é bombardeada com feixe primário de prótons de 16,5 MeV.

Finalmente, pode-se concluir que o modelo do termo de fonte de radiação LA150H – TENDL-2015 é o que mais se aproxima aos resultados experimentais e pode ser utilizado para o estudo no desenvolvimento de novos dosímetros, melhoria da blindagem e no auxílio de estudos futuros de descomissionamento de instalações ciclotrons PET que produzem <sup>18</sup>F por meio das reações nucleares <sup>18</sup>O(p, n)<sup>18</sup>F para o caso de feixes de prótons com energias de até 16,5 MeV.

## REFERÊNCIAS

ASTM, I. Standard Test Method for Determining Thermal Neutron Reaction Rates and Thermal Neutron Fluence Rates by Radioactivation Techniques. v. Designation: E262–13, 2013.

ASTM, I. Standard Practice for Determining Neutron Fluence, Fluence Rate, and Spectra by Radioactivation Techniques. v. Designation: E261–16, 2016.

BECKURTS, K. H.; WIRTZ, K. **Neutron Physics**. Tradução de Oak Ridge National Laboratory L. Dresner. Primeira. ed. Berlin: Springer-Verlag OGH, v. 1, 1964. ISBN 64-25646.

BEDOGNI, R. **Neutron spectrometry and dosimetry for radiation protection around a high energy electron / positron collider**. Tese (doutorado). ed. Barcelona: Universitat Autònoma de Barcelona (UAB), 2006.

BENAVENTE, J. A. et al. Neutron spectra due  $^{13}\text{N}$  production in a PET cyclotron. **Appl Radiat Isotopes**, Belo Horizonte, v. 99, p. 20-24, Maio 2015.

BIRATTARI, C. et al. Neutron Activation of Air by a Biomedical Cyclotron and an Assessment of Dose to Neighbourhood Populations. **Radiat Prot Dosim**, v. 14, n. 4, p. 311-319, 1986.

BORGES, J.; RELA, P. R. **Requisito de Segurança para Blindagem Radiológica do Cíclotron**: Verificação do Dimensionamento da Blindagem do Cíclotron. GE Healthcare. Projeto Cíclotron. ed. Belo Horizonte: CDTN - FUNDEP, v. 1, 2007.

BURGHARDT, B. et al. The neutron fluence and  $\text{H}^*(10)$  response of the new LB 6411 Rem counter. **Radiat Prot Dosim**, v. 70, n. 1-4, p. 361-364, 1997.

BYRNE, J. **Neutrons, nuclei and matter. An exploration of the physics of slow neutrons**. [S.l.]: U.K Institute of Physics Publishing, 1994. 1-51 p.

CARROLL, L. R. Estimating the radiation source term for PET isotope targets. **Proceedings of the 9th International Workshop on Targetry and Target Chemistry**, Turku, Finlândia, 2002.

CRUZATE, J. Á. Estimate of the radiation source term for  $^{18}\text{F}$  production via thick  $\text{H}_2^{18}\text{O}$  targets bombarded with 18 MeV protons. **Radiat Phys Chem**, Buenos Aires, v. 117, n. 1, p. 54-58, Julho 2015.

CRUZATE, J. Á. **Methodology to estimate the radiation source term for  $^{18}\text{F}$  production with MCNPX cross sections**. Belo Horizonte: Recebido por jhonnybenavente@gmail.com, v. Mensagem pessoal, 2016.

FERNÁNDEZ, F. et al. Neutron spectrometry in a PET cyclotron with a Bonner sphere system. **Radiat Prot Dosim**, v. 126, n. 1-4, p. 371-375, Junho 2007.

FONSECA, T. C. F. **Improvement of in vivo measurements by development and application of a 3D human body library based on Polygonal Mesh Surfaces for WBC set-up calibration**. Tese (doutorado). ed. Leuven: Programa de pós-graduação em Biomedical Sciences da Katholieke Universiteit Leuven (KUL), 2014.

FUJIBUCHI, T. et al. Comparison of neutron fluxes in an 18-MeV unshielded cyclotron room and a 16.5-MeV self-shielded cyclotron room. **Radiol Phys Technol**, Ibaraki, v. 5, n. 1, p. 156-165, Março 2012.

GALLERANI, R. et al. Neutron production in the operation of a 16.5 MeV PETrace cyclotron. **Prog in Nucl Energ**, Bologna, v. 50, n. 8, p. 939-943, 2008.

GE, G. E. C. **PET Tracer Production System**. REV. 18. ed. [S.l.]: GE Healthcare, v. Direction 2102972-100, 2004a. PETtrace Technical specification.

GE, G. E. C. **PETtrace Service Manual - Accelerator**. REV. 04. ed. [S.l.]: GE Healthcare, v. Direction 2169047 -100, 2004b. PETtrace Technical specification.

GE, G. E. C. **PETtrace System - Service training**. [S.l.]: GE Healthcare, v. DIRECTION 2368486 -100, 2005. PETtrace Technical specification.

GUIMARÃES, A. M. **Estudo do campo de radiação neutrônica em torno do cíclotron GE PETtrace-8 de 16,5 MeV do CDTN**. Dissertação (mestrado). ed. Belo Horizonte: Centro de Desenvolvimento da Tecnologia Nuclear (CDTN), 2012a.

GUIMARÃES, A. M. et al. Use of a TLD-based multisphere spectrometry system to measure the neutron spectra around a not-self-shielded PET cyclotron: Preliminary results. **App Radiat Isotopes**, v. 71, p. 92-95, Junho 2012b.

HAGIWARA, M. et al. Spectrum Measurement of Neutrons and Gamma-rays from Thick  $H_2^{18}O$  Target Bombarded with 18 MeV Protons. **J Korean Phys Soc**, Ibaraki, v. 59, n. 2, p. 2035-2038, Agosto 2011.

HUHTINEN, M.; MOKHOV, N. V. **A cross-comparison of MARS and FLUKA simulation codes**. [S.l.]: Fermi National Accelerator Laboratory, v. FERMILAB-FN-697, 2000.

IAEA. **Neutron monitoring for radiological protection**. Vienna: International Atomic Energy Agency, v. TRS 252, 1985.

IAEA. **Compendium of neutron spectra and detector responses for radiation protection purposes**. TRS N° 403. ed. Vienna: International Atomic Energy Agency, 2001. ISBN 92-0-102201-8.

IAEA. **Cyclotron produced radionuclides: principles and practice**. Viena: International Atomic Energy Agency, 2008. ISBN 0074–1914.

IAEA. **Cyclotron produced radionuclides: guidelines for setting up a facility**. Vienna: International Atomic Energy Agency, 2009a. ISBN 074–1914.

IAEA. **Cyclotron produced radionuclides: physical characteristics and production methods**. Vienna: International Atomic Energy Agency, 2009b. ISBN ISBN 978–92–0–106908–5.

ICRP. **Conversion coefficients for use in radiological protection against external radiation**. Segunda. ed. [S.l.]: Annals of the ICRP, v. ICRP publication 74, 1996. 1-205 p.

ICRU. **Determination of operational dose equivalent quantities for neutrons**. Publication 66. ed. Bethesda: Journal of the ICRU, 2001.

ICRU. **Fundamental Quantities and Units for Ionizing Radiation**. Bethesda: Journal of the ICRU, v. 11, 2011. 1-31 p.

ISO. Reference neutron radiations - Part 1: Characteristics and methods of production. **International Organization for Standardization**, n. BS ISO 8529-1: 2001(E), 2001a.

ISO. Reference neutron radiations: Characteristics and methods of production of simulated workplace neutron fields. **International Organization for Standardization**, n. ISO 12789: (2001), 2001b.

KALOS, M. H.; WHITLOCK, P. A. **Monte Carlo Methods**. Segunda. ed. Weinheim: Wiley-VCH, v. único, 2008.

KNOLL, G. F. **Radiation Detection and Measurement**. quarta. ed. Ann Born: John Wiley & Sons, Inc, v. único, 2010. ISBN 978-0-470-13148-0.

LACERDA, M. A. S. et al. Use of the MCNPX to calculate the neutron spectra around the GE-PETtrace 8 cyclotron of the CDTN/CNEN, Brazil. **Appl Radiat Isotopes**, Belo Horizonte, v. 83, n. Parte C, p. 235-241, 2013. Proceedings of the XIII International Symposium. XXIII National Congress on Solid State Dosimetry. Ocoyoacac, Mexico, October 15 – 19, 2012.

LIN, J.-B. et al. Evaluation of stray neutron distribution in medical cyclotron vault room by neutron activation analysis approach. **J Radioanal Nucl Ch**, Taiwan, v. 280, n. 3, p. 481-487, Janeiro 2009.

MALAMBU, E. **Methodology to calculate the thermal and epithermal fluence rates**. Belo Horizonte: Recebido por tcff01@gmail.com, v. Mensagem pessoal, 2017.

MCCONN JR, R. J. et al. **Compendium of material composition data for radiation transport modeling**. Richland: The U.S. Department of Homeland Security, v. PIET-43741-TM-963 / PNNL-15870 Rev. 1, 2011.

MEDNIS, I. V. Calculations of induced activity in the case of intermittent irradiation. **J Radioanal Chem**, v. 7, p. 355 - 363, 1971.

MÉNDEZ, R. et al. Study of the neutron field in the vicinity of an unshielded PET cyclotron. **Phys Med Biol**, v. 50, n. 21, p. 5141-5152, Outubro 2005.

MENEZES, M. Â. B. C.; JACIMOVIC, R. Optimised k0-instrumental neutron activation method using the TRIGA MARK I IPR-R1 reactor at CDTN/CNEN, Belo Horizonte, Brazil. **Nucl Instrum Meth A**, v. 564, p. 707-715, 2006.

MUGHABGHAB, S. F. **Thermal Neutron Capture Cross Sections Resonance Integrals and g-factors**. INDC(NDS)-440. ed. Upton, Nova Iorque: IAEA, v. único, 2003.

NCRP. **Protection against neutron radiation**. Washington, D. C.: Recommendations of the National Council on Radiation Protection and Measurements, v. Report Series No. 38, 1971.

NCRP. **Radiation protection for particle accelerator facilities**. Bethesda: Recommendations of the National Council on Radiation Protection and Measurements, v. NCRP Report No. 144, 2003.

OGATA, Y. et al. Distribution of thermal neutron flux around a PET cyclotron. **Health Phys**, Nagoya, v. 100, n. 5, p. S60 - S66, maio 2011.

PELOWITZ, D. B. **MCNPX User's Manual**. Version 2.7.0. ed. Novo Mexico: Los Alamos National Laboratory, v. LA-CP-11-00438, 2011.

PRICE, W. J. **Nuclear Radiation Detection**. [S.l.]: McGraw-Hill Book Company, Inc, v. único, 1958. ISBN 57-11865.

SÁ, L. V. D. **Controle de qualidade de imagem em tomografia por emissão de pósitrons**. Tese (doutorado). ed. Rio de Janeiro: Programa de Engenharia Nuclear da Universidade Federal de Rio de Janeiro (COPPE/UFRJ), 2010.

SANTOS, J. A. L. et al. Espectrometria de nêutrons em um acelerador cíclotron utilizando o sistema de esferas de Bonner e detectores termoluminescentes. **Scientia Plena**, v. 7, n. 11, Novembro 2011.

SHULTIS, J. K.; FAW, R. E. **An MCNP Primer**. 1. ed. Manhattan: Dep. of Mechanical and Nuclear Engineering, v. 1, 2004. (Revisado 12/12/ 2011).

SILVA, L. C. R. P. **Metodologia para minimização de doses ocupacionais em instalações radiativas com aceleradores cíclotrons**. Tese (doutorado). ed. Rio de Janeiro: COPPE/UFRJ, 2010.

TSOULFANIDIS, N.; LANDSBERGER, . **Measurement and Detection of Radiation**. terceira. ed. Boca Raton: Group, Taylor & Francis, v. único, 2011. ISBN 978-1-4200-9185-4.

VEGA-CARRILLO, H. R. Neutron energy spectra inside a PET cyclotron vault room. **Nucl Instrum Meth A**, v. 463, n. 1-2, p. 375-386, Maio 2001. ISSN 0168-9002.

VEGA-CARRILLO, H. R. et al. Study of room-return neutrons. **Radiat Meas**, v. 42, n. 3, p. 413-419, Março 2007.

WATERS, L. S. **TPO-E83-G-UG-X-00001 Revision 0: MCNPX™ User's Manual**. Version 2.1.5. primeira. ed. [S.l.]: [s.n.], v. 1, 1999.

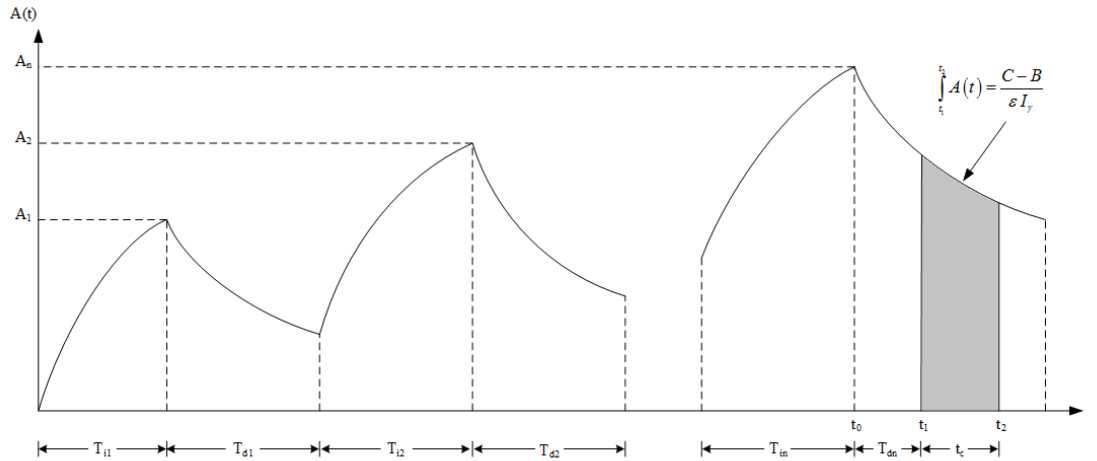
X-5 MONTE CARLO TEAM. **MCNP — A general Monte Carlo N-Particle transport code version 5**. LA-UR-03-1987. ed. Novo Mexico: Los Alamos National Laboratory, v. Volume I: Overview and Theory, 2003a. (Revisado 2/1/2008).

X-5 MONTE CARLO TEAM. **MCNP — A general Monte Carlo N-Particle transport code version 5**. LA-CP-03-0245. ed. Novo Mexico: Los Alamos National Laboratory, v. Volume II: User's Guide, 2003b. (Revisado 10/3/05, 2/1/2008).



## ANEXO I – MÉTODO DE IRRADIAÇÕES INTERMITENTES

### CASO GERAL: $n$ – irradiações



No caso em que uma folha de ativação é irradiada  $n$  – vezes, a atividade induzida ( $A_n$ ) na folha ao final da irradiação em função do tempo é expressada da seguinte forma:

$$A(t) = A_n e^{-\lambda(t-t_0)} \quad (44)$$

A contagem é realizada num intervalo de tempo entre  $t_1$  e  $t_2$ , conforme apresentado na figura acima e sabendo que que  $t_2 - t_1 = t_c$  e  $t_1 - t_0 = T_{dn}$ . A solução da integral no intervalo de contagem no detector de germânio de alta pureza *HPGe* é:

$$\begin{aligned} \int_{t_1}^{t_2} A(t) dt &= \int_{t_1}^{t_2} A_n e^{-\lambda(t-t_0)} dt = A_n \int_{t_1}^{t_2} e^{-\lambda(t-t_0)} dt \\ &= \frac{A_n}{\lambda} \left[ e^{-\lambda(t_1-t_0)} - e^{-\lambda(t_2-t_0)} \right] \\ &= \frac{A_n}{\lambda} \left[ e^{-\lambda T_{dn}} - e^{-\lambda(T_{dn}-t_c)} \right] \\ &= \frac{A_n}{\lambda} e^{-\lambda T_{dn}} (1 - e^{-\lambda t_c}) \end{aligned} \quad (45)$$

Assim, a atividade induzida ( $A_n$ ) na folha ao final das  $n$ -irradiações é:

$$A_n = \frac{(C-B)\lambda}{\epsilon I_\gamma e^{-\lambda T_{dn}} (1 - e^{-\lambda t_c})} \quad (46)$$

A atividade induzida ( $A_n$ ) em função da taxa de reação ( $R$ ) ao final da  $n$ -ésima irradiação é:

$$A_n = R \left[ \begin{array}{l} (1 - e^{-\lambda T_{in}}) + (1 - e^{-\lambda T_{in-1}}) e^{-\lambda \Delta T_{n-1}} + \dots + (1 - e^{-\lambda T_{ij}}) e^{-\lambda \Delta T_j} + \dots + \\ (1 - e^{-\lambda T_{i2}}) e^{-\lambda \Delta T_2} + (1 - e^{-\lambda T_{i1}}) e^{-\lambda \Delta T_1} \end{array} \right] \quad (47)$$

$$A_n = R \sum_{j=1}^n (1 - e^{-\lambda T_{ij}}) e^{-\lambda \Delta T_j} \quad , \text{onde: } j=1, 2, 3, \dots, n$$

A partir das Equações (32) e (33), a taxa da reação em função do número de contagens é:

$$R = \frac{(C - B) \lambda}{\epsilon I_\gamma e^{-\lambda T_{dn}} (1 - e^{-\lambda t_c}) \sum_{j=1}^n (1 - e^{-\lambda T_{ij}}) e^{-\lambda \Delta T_j}} \quad (48)$$

Assim, a taxa de fluência de nêutrons em termos do número de contagens é dada pela seguinte expressão:

$$\varphi = \frac{(C - B) \lambda}{\epsilon I_\gamma \sigma N e^{-\lambda T_{dn}} (1 - e^{-\lambda t_c}) \sum_{j=1}^n (1 - e^{-\lambda T_{ij}}) e^{-\lambda \Delta T_j}} \quad (49)$$

## ANEXO II – TABELAS DE INCERTEZA

Planilha do cálculo de incerteza das massas das folhas de ativação.

Incerteza da massa da folha de ativação				Valor de referência				Unidade		
<i>In</i>				<i>0,2959</i>				<i>g</i>		
Código - AP										
Símbolo	Fontes de incerteza			Distribuição de probabilidade	Divisor	Coeficiente de sensibilidade $c_i$		Incerteza padrão $u_i$ [g]	Graus de liberdade $n_i$	Porcentagem de contribuição
	Nome	Valor (+/-)	Unidade			Valor	Unidade			
$u_A$	repetibilidade	3,74E-05	g	normal	1,00	1,0000	---	3,74E-05	4	19,716
$u_{cal.bal}$	calibração da balança	3,00E-04	g	normal (k)	4,30	1,0000	---	6,98E-05	1	68,548
$u_{res.bal}$	resolução da balança	5,00E-05	g	retangular	1,73	1,0000	---	2,89E-05	infinito	11,736
										100,00
Incerteza padrão combinada ( $u_c$ )	Distribuição de probabilidade	Graus de liberdade ( $n_{eff}$ )	Fator de abrangência (k)	Incerteza expandida (U) (Probabilidade $\approx$ 95%)				Unidade		
<b>8,43E-05</b>	<b>normal (k)</b>	<b>2</b>	<b>4,53</b>	<b>3,82E-04</b>				<b>g</b>		
<b>0,2 %</b>										
Responsável pelo cálculo:	<i>Jhonny Benavente</i>				Atualizado por:	<i>Jhonny Benavente</i>		Data:	<i>29/11/16</i>	

Planilha do cálculo de incerteza das taxas de reação pelo método de folhas de ativação.

Incerteza da taxa de reação [R]					Valor de referência			Unidade		
<i>Ponto 1 - In</i>					<i>1,53E+05</i>			<i>Bq</i>		
<b>Energia 416,9 keV</b>										
Símbolo	Fontes de incerteza			Distribuição de probabilidade	Divisor	Coeficiente de sensibilidade $c_i$		Incerteza padrão $u_i$ [g]	Graus de liberdade $n_i$	Porcentagem de contribuição
	Nome	Valor (+/-)	Unidade			Valor	Unidade			
$u_C$	área do fotopico	1,25E+02	adim.	normal (k)	2,00	2,22E+00	Bq	1,38E+02	infinito	1,227
$u_\epsilon$	eficiência	1,64E-04	adim.	normal (k)	2,00	-6,32E+06	Bq	-5,18E+02	infinito	17,206
$u_\gamma$	abundância gama	4,00E-03	adim.	normal (k)	2,00	-5,64E+05	Bq	-1,13E+03	infinito	81,568
										100,00
Incerteza padrão combinada ( $u_c$ )	Distribuição de probabilidade	Graus de liberdade ( $n_{eff}$ )		Fator de abrangência (k)	Incerteza expandida (U) (Probabilidade $\approx$ 95%)			Unidade		
<b>1249,5905</b>	<b>normal (k)</b>			<b>2,00</b>	<b>2,50E+03</b>			<b>Bq</b>		
<b>1,6 %</b>										
Responsável pelo cálculo:	<i>Jhonny Benavente</i>				Atualizado por:	<i>Jhonny Benavente</i>		Data:	<i>29/11/16</i>	

Planilha do cálculo de incerteza das taxas de fluência de nêutrons pelo método de folhas de ativação.

Incerteza da taxa de fluência [ $\phi$ ]				Valor de referência				Unidade		
<i>Ponto 1 - In</i>				<b>6,48E+05</b>				<b><i>n.cm<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup></i></b>		
<b>Energia 416,9 keV</b>										
Símbolo	Fontes de incerteza			Distribuição de probabilidade	Divisor	Coeficiente de sensibilidade $c_i$		Incerteza padrão $u_i$ [g]	Graus de liberdade $n_i$	Porcentagem de contribuição
	Nome	Valor (+/-)	Unidade			Valor	Unidade			
$u_R$	taxa de reação	2,50E+03	s <sup>-1</sup>	normal (k)	2,00	4,22E+00	n.cm <sup>-2</sup>	5,27E+03	infinito	99,808
$u_m$	massa	3,82E-04	g	normal (k)	4,53	-2,74E+06	n.cm <sup>-2</sup> .s <sup>-1</sup> .g <sup>-1</sup>	-2,31E+02	2	0,192
										100,00
Incerteza padrão combinada ( $u_c$ )	Distribuição de probabilidade	Graus de liberdade ( $n_{eff}$ )	Fator de abrangência (k)	Incerteza expandida ( $U$ ) (Probabilidade $\approx$ 95%)			Unidade			
<b>5,28E+03</b>	<b>normal (k)</b>	<b>541939</b>	<b>2,00</b>	<b>1,06E+04</b>			<b><i>n.cm<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup></i></b>			
<b>1,6</b>										<b>%</b>
Responsável pelo cálculo:	<i>Jhonny Benavente</i>				Atualizado por:	<i>Jhonny Benavente</i>		Data:	29/11/16	

## ANEXO III – ARQUIVO DE ENTRADA MCNPX

Title: Termo fonte de radiação do ciclotron PETtrace-8 do CDTN - Alvo T<sub>1</sub>

```

c
c *****
c Observação: - Fonte de prótons *
c - Posição das fontes: (-68.7975 0.0 10.0) com 16.5 MeV *
c (-69.3025 0.0 10.0) com 16.5 MeV *
c - Alvo 1, ciclotron e casamata completa *
c Caso 7: - Modelo CEM03 (GEM2): *
c - Cartão: LCA 8J 1 *
c - Opções físicas: *
c PHYS:N 20 *
c PHYS:H *
c - Partículas n,h *
c Simulação: - Taxa de reação de nêutrons no Au-197: (total) (n,gama) *
c *****
c Modificado: 26/04/2017
c Jhonny Benavente
c
c =====
c cells
c =====
c
c Cyclotron
  1 9 -2.6989 (-110:-115:-117) imp:n,h=1 $ Central part (Al)
  2 4 -8.92 -120 imp:n,h=1 $ Coil left (Cu)
  3 4 -8.92 -130 imp:n,h=1 $ Coil right (Cu)
  4 3 -7.874 -140 1000 imp:n,h=1 $ Cask (Fe)
 20 1 -0.001205 -1000 110 115 117
                    120 130 imp:n,h=1 $ Air inside
  5 9 -2.6989 -150 imp:n,h=1 $ Vacuum pump (Al)
  6 9 -2.6989 -160 imp:n,h=1 $ Extension Target (Al)
  7 3 -7.874 -170 160 imp:n,h=1 $ Quadrupole (Fe)
  8 3 -7.874 -180 160 imp:n,h=1 $ Quadrupole (Fe)
c LTF
  9 6 -0.93 -190 imp:n,h=1 $ Polyethylene
 10 5 -11.34 -200 imp:n,h=1 $ Lead
c Vault
 21 2 -2.28 -210 2000 3000
                    160 220 imp:n,h=1 $ Concret vault room
 22 6 -0.93 -220 2000 160 180 imp:n,h=1 $ Polyethylene wall
 23 2 -2.28 -230 imp:n,h=1 $ Concret pillar
 30 1 -0.001205 -2000 160 180 imp:n,h=1 $ Air Beam line room
 40 1 -0.001205 -3000 53 54 55 56
                    58 63 70 71
                    72 73 120 130
                    140 150 160 170
                    190 200 230
                    #1 :(-50 -55) imp:n,h=1 $ Air Cyclotron room
c
c Target
 49 7 -1.00 (-41 -42 43 -46 -49):
                    (-42 43 44 -45 46 -47 -49):
                    (-48 -42 43 47 -49) imp:n,h=1 $ Target H2O-18
 50 0 (-41 -42 43 -46 49):
                    (-42 43 44 -45 46 -47 49):
                    (-48 -42 43 47 49) imp:n,h=1 $ Vaccum chambre

```

Continua

Continuação

51	8	-8.57	-51 #49 #50	imp:n,h=1	\$ Target chamber (Nb)
52	8	-8.57	-52	imp:n,h=1	\$ Cooling water
53	9	-2.6989	-53 51 52	imp:n,h=1	\$ Rear flange (Al)
54	10	-8.00	-54 51 61 62	imp:n,h=1	\$ He. cooling flange
55	10	-8.00	(-55 60 62 50):		
			(-56 58 62)	imp:n,h=1	\$ Front flange
58	11	-16.6540	-58 62	imp:n,h=1	\$ Collimator (Ta)
60	12	-8.30	-60	imp:n,h=1	\$ 1st havar foil
61	12	-8.30	-61	imp:n,h=1	\$ 2nd havar foil
63	0		-63	imp:n,h=1	\$ Front vacuum
100	0		-62 51 60 61	imp:n,h=1	\$ Vacuum target(void)
c					
70	13	-19.32	-70	imp:n,h=1	\$ Foil in Point 1
71	13	-19.32	-71	imp:n,h=1	\$ Foil in Point 2
72	13	-19.32	-72	imp:n,h=1	\$ Foil in Point 3
73	13	-19.32	-73	imp:n,h=1	\$ Foil in Point 4
c					
1000	0		210	imp:n,h=0	\$ Outside world
c					
<b>linha em branco</b>					
c =====					
c					
c					
c =====					
c					
c Cyclotron					
110	rpp	-60 0 -13	13 -60 0		\$ Central part 1 (Al)
115	rpp	0 60 -13	13 -60 60		\$ Central part 2 (Al)
117	rcc	0 13 0	0 -26 0 60		\$ Central part 3 (Al)
120	rcc	0 13.5 0	0 24 0 62.5		\$ Coil - left
130	rcc	0 -13.5 0	0 -24 0 62.5		\$ Coil - right
140	rpp	-60 60 -67.5	67.5 -95 95		\$ Cask
1000	rpp	-60 60 -37.5	37.5 -65 65		\$ Air inside cask
150	rpp	-110 -60 -19	19 -120 -35		\$ Vacuum pump
160	rcc	-60 0 -15	-390 0 0 10		\$ Target 2
170	rcc	-121 0 -15	-50 0 0 20		\$ Quadrupole Cyclot.
180	rcc	-376 0 -15	-50 0 0 20		\$ Quadrupole BL
c LTF					
190	rpp	-128 -68 51.5	61.5 -120 95		\$ Polyethylene
200	rpp	-128 -68 61.5	67.5 -120 95		\$ Lead
c Vault					
210	rpp	-901 514 -453	331 -310 420		\$ Concret vault room
2000	rpp	-708.5 -328.5 -260.5	138.5 -120 230		\$ Beam line room
220	rpp	-711 -326 -263	141 -120 230		\$ Polyethylene wall
3000	rpp	-226 344 -263	141 -120 230		\$ Cyclotron room
230	rpp	-168 -116 -205	-151 -120 230		\$ Concret pillar
c					
c Target 1 of H2O-18					
c					
41	c/x	0.0 9.4 1.1			
c Espessura x = 0.50 cm					
42	px	-77.90			
43	px	-78.40			
c Lado y = 2.20 cm					
44	py	-1.1			
45	py	1.1			
c Altura z = 2.00 cm					
46	pz	9.4			
47	pz	11.4			

Continua

## Continuação

```

c
48  c/x  0.0 11.4 1.1
c Altura do alvo
49  pz  10.758
c
50  py -4.0
51  rcc -77.9  0 10  -1.6  0 0  3.2      $ Target chamber (Nb)
52  rcc -79.5  0 10  -0.4  0 0  1.4      $ Cooling water
53  rpp -83.2 -78.2 -5.10 5.1  5.60 14.4    $ Rear flange (Al)
54  rpp -78.2 -74.8 -4.00 4.0  5.75 14.25  $ He. cooling flange
55  rcc -71.8  0 10  -3.0  0 0  4.5      $ Front flange target
56  rcc -68.8  0 10  -3.0  0 0  1.7      $ Front flange
58  rcc -68.8  0 10  -0.5  0 0  1.7      $ Collimator (Ta)
60  rcc -74.79 0 10  -0.0025 0 0  2.25   $ 1st havar foil
61  rcc -77.89 0 10  -0.005  0 0  3.2     $ 2nd havar foil
62  rcc -69.3  0 10  -9.6  0 0  1.25     $ Vacuum (void)
63  rcc -68.795 0 10  -0.005  0 0  1.7    $ Front Vacuum

c
70  rcc -184.5 114 11  0 -0.005  0 0.635   $ Foil in Point 4
71  rcc  171.5 114 11  0 -0.005  0 0.635   $ Foil in Point 4
72  rcc  166.5 -239 11  0 -0.005  0 0.635   $ Foil in Point 4
73  rcc -171.0 -131 11  0 -0.005  0 0.635   $ Foil in Point 4
c

c =====
c                                     Materials & Data and Options
c =====
c Material #1:
c Dry air - PNNL-15870 - ENDF70a
c Density: 0.001205 g/cm3 (weight fractions)
c
M1  nlib=70c
    6000 -0.000124      $ C   - endf70a* / model
    7014 -0.755268      $ N   - endf70a* / endf70prot
    8016 -0.231781      $ O-16 - endf70a* / endf70prot
    18040 -0.012827     $ Ar  - endf70a / model
c
c -----
c Material #2:
c Ordinary concrete (NIST)- PNNL-15870
c Density: 2.28 g/cm3 (weight fractions)
c
M2  nlib=70c
    1001 -0.022100     $ H   - endf70a / endf70prot
    6000 -0.002484     $ C   - endf70a* / model
    8016 -0.574930     $ O-16 - endf70a* / endf70prot
    11023 -0.015208    $ Na  - endf70a / model
    12024 -0.001266    $ Mg  - endf70a / model
    13027 -0.019953    $ Al  - endf70a* / endf70prot
    14028 -0.304627    $ Si  - endf70a* / endf70prot
    19039 -0.010045    $ K   - endf70a / model
    20040 -0.042951    $ Ca  - endf70a** / endf70prot
    26056 -0.006435    $ Fe  - endf70b* / endf70prot
c
c -----
c Material #3
c Iron (Fe)
c Density: 7.874 g/cm3 (weight fractions)

```

Continua



## Continuação

```

c
M3 nlib=70c
  26056 -1.000000          $ Fe - endf70b* / endf70prot
c
MX3:h j
c
c -----
c Material #4
c Cupper (Cu)
c Density: 8.92 g/cm3 (weight fractions)
c
M4 nlib=70c
  29063 -1.000000          $ Cu - endf70b* / endf70prot
c
MX4:h j
c
c -----
c Material #5
c Lead (Pb)
c Density: 11.34 g/cm3 (weight fractions)
c
M5 nlib=70c
  82208 -1.000000          $ Pb - endf70b* / endf70prot
c
MX5:h j
c
c -----
c Material #6
c Polyethylene, Borated - PNNL-15870
c Density: 1.000000 g/cm3 (weight fractions)
c
M6 nlib=70c
  1001 -0.125355          $ H - endf70a / endf70prot
  5010 -0.100000          $ B10 - endf70a / endf70prot
  6000 -0.774645          $ C - endf70a* / model
c
MX6:h 2j j j j
c
c -----
c Material #7
c H2O-18
c Density: 1.00 g/cm3 (weight fractions)
c
M7 nlib=70c
  1001 -0.111894          $ H - endf70a / endf70prot
  8016 -0.044405          $ O-16 - endf70a* / endf70prot
  8018 -0.843701          $ O-18 - model / model
c
MX7:h 2j model
c
c -----
c Material #8
c Niobium
c Density: 8.57 g/cm3 (weight fractions)
c
M8 nlib=70c
  41093 -1.000000          $ Nb - endf70c / endf70prot

```

Continua

## Continuação

```

c
  MX8:h j
c
c -----
c Material #9
c Aluminum
c Density: 2.6989 g/cm3 (weight fractions)
c
  M9 nlib=70c
    13027 -1.000000
c
c                                     $ Al - endf70a* / endf70prot
c
  MX9:h j
c
c -----
c Material #10:
c Steel, Stainless 304
c Density: 8.00 g/cm3 (weight fractions)
c
  M10 nlib=70c
    6000 -0.000410
    14028 -0.005000
    15031 -0.000230
    16032 -0.000150
    24052 -0.190000
    25055 -0.010000
    26056 -0.701730
    28058 -0.092500
c
c                                     $ C - endf70a* / model
c                                     $ Si - endf70a* / endf70prot
c                                     $ P - endf70a* / endf70prot
c                                     $ S - endf70a / model
c                                     $ Cr - endf70b* / endf70prot
c                                     $ Mn - endf70b / model
c                                     $ Fe - endf70b* / endf70prot
c                                     $ Ni - endf70b* / endf70prot
c
  MX10:h j 2j j j j 2j
c
c -----
c Material #11:
c Tantalum - Referência PNNL-15870 - ENDF70
c Density: 16.654 g/cm3 (weight fractions)
c
  M11 nlib=70c
    73181 -1.000000
c
c                                     $ Ta - endf70i / model
c
  MX11:h model
c
c -----
c Material #12:
c Havar
c Density: 8.30 g/cm3 (weight fractions)
c
  M12 nlib=70c
    27059 -0.420
    24052 -0.195
    28058 -0.127
    74186 -0.027
    42000.66c -0.022
    25055 -0.016
    6000 -0.002
    26056 -0.191
c
c                                     $ Co - endf70b / model
c                                     $ Cr - endf70b* / endf70prot
c                                     $ Ni - endf70b* / endf70prot
c                                     $ W - endf70i* / endf70prot
c                                     $ Mo - endf66b / model
c                                     $ Mn - endf70b / model
c                                     $ C - endf70a* / model
c                                     $ Fe - endf70b* / endf70prot
c
  MX12:h model 3j model model model j
c
c -----

```

Continua

## Continuação

```

c Material #13
c Au
c Density: 19.32 g/cm3 (weight fractions)
c
M13 nlib=70c
  79197 -1.000000          $ Au - endf70i / model
c
MX13:h j
c -----
c
MODE n h
c
c *****
c                               Particle Physics Options          *
c *****
c
PHYS:N 20
PHYS:H 20
c
c *****
c                               Source definition                  *
c *****
c
SDEF ERG=16.5
  POS=D1
  RAD=D2
  PAR=h
  AXS=-1 0 0
  VEC=-1 0 0
  DIR=1
  ARA=1.5708
c
SI1 L -68.7975 0 10 -69.3025 0 10          $ source positions
SP1  0.16667  0.83333          $ source probabilities
c
SI2  0.00 0.50          $ SI1 0 r = 0.50
SP2 -21.00 1.00          $ effect of card SP2 -21 0
c
c *****
c                               Physics Models                      *
c *****
c
c Caso 7: CEM03 (modelo de evaporacao de fissao GEM2)
c
c LCA ielas ipreq iexisa ichoic jcoulc nexite npidk noact icem ilaq
LCA 8J 1
c
c *****
c                               Tally Options                      *
c *****
c
c -----
c Taxa de reação de nêutrons nos pontos P1 ao P4          -
c -----
c
FC4 Reação total (n,g) com a folha de ouro (A-197)
  F4:n 70 71 72 73

```

Continua

## Continuação

```

FM4 5.876E-02 13 (-2) (102) (-1)
SD4 1 1 1 1
E4 1.059E-09 207log 2.661E+01
FQ4 f e m
c
c -----
c Fluxo de nêutrons nos pontos P1 ao P7 (detector pontual) -
c -----
c
FC15 Fluxo de nêutrons
F15:n -184.5 114.0 11.0 2.0 $ P1
      171.5 114.0 11.0 2.0 $ P2
      166.5 -239.0 11.0 2.0 $ P3
      -171.0 -131.0 11.0 2.0 $ P4
      -338.5 128.5 -100.0 2.0 $ P5
      -338.5 0.0 -100.0 2.0 $ P6
      -338.5 -200.5 -100.0 2.0 $ P7
E15 1.059E-09 207log 2.661E+01
c
c -----
c Equivalente de dose ambiente nos pontos P1 ao P7 (detector pontual) -
c LB6411 Response (From the equipment manual) -
c -----
c
FC25 H*(10) [pSv-s-1/Q] nos pontos 1 ao 7
DE25 log 1.00E-9 1.00E-8 2.53E-8 1.00E-7 2.00E-7 5.00E-7 1.00E-6 2.00E-6
      5.00E-6 1.00E-5 2.00E-5 5.00E-5 1.00E-4 2.00E-4 5.00E-4 1.00E-3
      2.00E-3 5.00E-3 1.00E-2 2.00E-2 3.00E-2 5.00E-2 7.00E-2 1.00E-1
      1.50E-1 2.00E-1 3.00E-1 5.00E-1 7.00E-1 9.00E-1 1.00E+0 1.20E+0
      2.00E+0 3.00E+0 4.00E+0 5.00E+0 6.00E+0 7.00E+0 8.00E+0 9.00E+0
      1.00E+1 1.20E+1 1.40E+1 1.50E+1 1.60E+1 1.80E+1 2.00E+1
DF25 log 1.30E+0 1.81E+0 2.49E+0 4.25E+0 5.51E+0 7.20E+0 8.60E+0 9.99E+0
      1.18E+1 1.32E+1 1.46E+1 1.64E+1 1.77E+1 1.92E+1 2.13E+1 2.33E+1
      2.56E+1 2.96E+1 3.37E+1 3.89E+1 4.15E+1 4.73E+1 5.35E+1 6.36E+1
      9.05E+1 1.10E+2 1.62E+2 2.42E+2 3.04E+2 3.47E+2 3.63E+2 3.93E+2
      4.54E+2 4.77E+2 4.74E+2 4.54E+2 4.31E+2 4.05E+2 3.76E+2 3.47E+2
      3.08E+2 2.75E+2 2.47E+2 2.38E+2 2.36E+2 2.34E+2 2.32E+2
F25:n -184.5 114.0 11.0 2.0 $ P1
      171.5 114.0 11.0 2.0 $ P2
      166.5 -239.0 11.0 2.0 $ P3
      -171.0 -131.0 11.0 2.0 $ P4
      -338.5 128.5 -100.0 2.0 $ P5
      -338.5 0.0 -100.0 2.0 $ P6
      -338.5 -200.5 -100.0 2.0 $ P7
c
c *****
c Output Control and Miscellaneous cards *
c *****
c
PRDMP 5.0E+8 5.0E+8 1 1 0
c
PRINT
c
NPS 1.0E+9

```

Fonte: Elaborado pelo autor

