

UNIVERSIDADE FEDERAL DE PERNAMBUCO

WELLINGTON GOMES DE ANDRADE

**EXPERIMENTO COMPUTACIONAL PARA PRODUÇÃO DE FEIXES
NEUTRÔNICOS MONOENERGÉTICOS GERADOS A PARTIR DE
PRÓTONS DE UM ACELERADOR TIPO CÍCLOTRON**

Recife

2018

WELLINGTON GOMES DE ANDRADE

**EXPERIMENTO COMPUTACIONAL PARA PRODUÇÃO DE FEIXES
NEUTRÔNICOS MONOENERGÉTICOS GERADOS A PARTIR DE
PRÓTONS DE UM ACELERADOR TIPO CÍCLOTRON**

Tese submetida ao Programa de Pós-Graduação em Tecnologias Energéticas e Nucleares, do Departamento de Energia Nuclear da Universidade Federal de Pernambuco. Área de Concentração: Dosimetria e Instrumentação Nuclear.

**Orientador: Prof. Dr. Fernando Roberto de
Andrade Lima**

**Co-orientador: Prof. Dr. Eudice Correia Vi-
lela**

Recife

2018

CATALOGAÇÃO NA FONTE
BIBLIOTECÁRIO CARLOS MOURA, CRB-4 / 1502

A553e Andrade, Wellington Gomes de
Experimento computacional para produção de feixes neutrônicos monoenergéticos gerados a partir prótons de um acelerador tipo ciclotron. / Wellington Gomes de Andrade. - Recife: O Autor, 2018.
91 f., il., tabs.

Orientador: Prof Dr. Fernando Roberto de Andrade Lima.
Coorientador: Prof Dr. Eudice Correia Vilela.
Tese (doutorado) - Universidade Federal de Pernambuco. CTG.
Programa de Pós-Graduação em Tecnologias Energéticas e Nucleares, 2018
Inclui referências bibliográficas e apêndice.

1 - Ciclotron. 2 - Geant4. 3 - Nêutrons monoenergéticos. I. Lima, Fernando Roberto de Andrade, orientador. II Vilela, Eudice Correia, coorientador. III Título.

CDD 621.48 (21. ed.)

UFPE
BDEN/2018-06

WELLINGTON GOMES DE ANDRADE

**EXPERIMENTO COMPUTACIONAL PARA PRODUÇÃO DE FEIXES
NEUTRÔNICOS MONOENERGÉTICOS GERADOS A PARTIR DE PRÓTONS DE
UM ACELERADOR TIPO CÍCLOTRON**

**Tese apresentada à Universidade Federal de
Pernambuco, como parte das exigências do
Programa de Pós-Graduação em Tecnologias
Energéticas e Nucleares para a obtenção do
título de doutorado.**

APROVADA EM: 07/02/2018

BANCA EXAMINADORA:

Prof. Dr. Fernando Roberto de Andrade Lima - CRCN-NE/CNEN

Orientador

Prof. Dr. Êudice Correia Vilela - CRCN-NE/CNEN

Coorientador

Prof. Dr. Mário Augusto Bezerra da Silva - DEN/UFPE

Prof. Dr. Joelan Ângelo de Lucena Santos - CRCN-NE/CNEN

Prof. Dr. Alex Cristóvão Holanda de Oliveira - Dosimetria Numérica/UFRPE

Prof. Dr. Jair de Lima Bezerra - DEN/UFPE

AGRADECIMENTOS

A Deus, por tudo que aconteceu em minha vida e por aquilo que ainda vai acontecer;

Aos meus pais pelas palavras certas nos momentos certos;

À minha esposa Daniela a qual me incentivou, me apoiou e soube me criticar para que eu pudesse crescer e enfrentar as adversidades da vida com a devida coragem e sabedoria;

Aos meus amigos que sempre estiveram por perto oferecendo muito mais que uma mão para ajudar, cujos nomes não caberiam nesta folha;

Aos meus orientadores, Prof. Dr. Fernando Roberto de Andrade Lima e Prof. Dr. Eudice Correia Vilela (em especial) pela orientação que tanto contribuiu para a minha formação científica, além da confiança durante o desenvolvimento deste trabalho;

Aos amigos do CRCN-NE, pelos momentos de descontração, de trabalho e de apoio nos momentos mais difíceis durante esses anos;

Aos professores e amigos e colegas do programa de pós-graduação;

À CAPES e ao CRCN-NE/CNEN pelo apoio financeiro;

À Universidade Federal do Pernambuco;

Ao Departamento de Energia Nuclear.

RESUMO

Aceleradores tipo ciclotron são capazes de acelerar prótons até 18 MeV e dêuterons até 9 MeV. Estes aceleradores são utilizados para a produção de radiofármacos, porém alguns possuem um canal experimental voltado à pesquisa. Diante disso, foi de interesse desse trabalho o estudo da viabilidade de implementação do feixe neutrônico a partir desse canal experimental, visto que demais fontes geradoras de nêutrons não são capazes de fornecer um fluxo contínuo e uniforme de nêutrons. Logo, foi realizado uma simulação computacional com o código GEANT4 versão 10.0.1.p03 utilizando como dados características desse acelerador; feixe primário de prótons, energia em MeV e adotado como alvo o Berílio-9, o qual possui uma espessura de 2,5 mm. Os nêutrons gerados foram medidos a uma distância de 50 cm e sob os ângulos de 0°, 15°, 30°, 45°, 60°, 70° e 90° em relação ao feixe incidente. O exemplo foi baseado em estudos experimentais e validado através do método estatístico T pareado como descrito em literatura. Dessa forma, este trabalho resultou na afirmação de que é possível implementar um feixe neutrônico monoenergético a partir de um canal experimental do acelerador ciclotron.

Palavras-chave: Ciclotron. Geant4. Nêutrons monoenergéticos.

ABSTRACT

Cyclotron accelerators are capable of accelerating protons up to 18 MeV and deuterons up to 9 MeV. These accelerators are used for the production of radiopharmaceuticals, but some have an experimental channel for research. Therefore, it was of interest in this work to study the feasibility of implementing the neutron beam from this experimental channel, since other neutron generating sources are not able to provide a continuous and uniform flow of neutrons. Soon, a computational simulation with the code GEANT4 version 10.0.1.p03 was carried out using as data characteristics of this accelerator; primary beam of protons, energy in MeV and adopted as target Beryllium-9, which has a thickness of 2.5 mm. The generated neutrons were measured at a distance of 50 cm and under the angles of 0°, 15°, 30°, 45°, 60°, 70° and 90° with respect to the incident beam. The example was based on experimental studies and validated through the paired statistical method as described in the literature. Thus, this work resulted in the assertion that it is possible to implement a monoenergetic neutron beam from an experimental channel of the cyclotron accelerator.

Key-words: Cyclotron. Geant4. Monoenergetic neutron.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1 -	Acelerador Cockcroft-Walton	19
Figura 2 -	Esquema do gerador de Van de Graaff	19
Figura 3 -	Gerador de Van de Graaff em atividade	20
Figura 4 -	Esquema do acelerador linear de Rolf Wideröe	21
Figura 5 -	Esquema básico de um ciclotron	22
Figura 6 -	Lawrence e Livingston em pé ao lado de seu Cíclotron	22
Figura 7 -	Esquema básico de um bétatron	24
Figura 8 -	Kerst com seu primeiro Bétatron (mesa) e um Bétatron de 20 MeV (atrás)	25
Figura 9 -	Esquema básico de um mícrotron	26
Figura 10 -	Cientistas da Berkeley com um Sincrocíclotron de 184“ após modificações	27
Figura 11 -	Esquema de um Sincrocíclotron	27
Figura 12 -	O Síncrotron de elétrons de 350 MeV da University of Glasgow	28
Figura 13 -	Esquema de um Síncrotron	29
Figura 14 -	Esquema de um acelerador do CERN.	30
Figura 15 -	Esquema da modelagem MC do feixe de nêutrons	42
Figura 16 -	Construção do feixe primário	43
Figura 17 -	Contrução do Alvo	45
Figura 18 -	Descrição do Espaço de Fase	46
Figura 19 -	Interface do Quimera	47
Figura 20 -	Interface do STATISTICA	47
Figura 21 -	Interface do SciDAVis	48
Figura 22 -	Espectro dos Nêutrons à 0° para 35 MeV	50

Figura 23 - Avaliação de <i>PhysicLists</i> comparado com modelo de Brede e colaboradores (experimental)	51
Figura 24 - Determinação do <i>PhysicList</i> para a realização do presente estudo	51
Figura 25 - Diferenças entre os dados Brede e colaboradores vs simulados	53
Figura 26 - Fluxo de nêutrons de um alvo de Be-9 obtidos por Howard e colaboradores	54
Figura 27 - Fluxo de nêutrons de 3 a 6 MeV	55
Figura 28 - Resultados do espectro de Be9(p,xn) à 11 MeV de prótons incidentes . . .	56
Figura 29 - Fluxo de nêutrons de 7 a 18 MeV	58
Figura 30 - Distribuições do espectro de nêutrons das reações de ${}^9\text{Be}(d,n)$	59
Figura 31 - Distribuições do espectro de nêutrons das reações de ${}^9\text{Be}(p,n)$	60
Figura 32 - Distribuição do feixe de nêutrons para 9 MeV de dêuterons e distribuições dos feixes de nêutrons para prótons 3 a 18 MeV	61
Figura 33 - Distribuições do espectro de nêutrons das reações de ${}^9\text{Be}(d,n)$ e ${}^9\text{Be}(p,n)$, respectivamente	61
Figura 34 - Fluxo de nêutrons de 18 MeV de prótons	62
Figura 35 - Fluxo de nêutrons de 3 a 5 MeV de prótons com dependência angular . . .	63
Figura 36 - Fluxo de nêutrons de 6 MeV de prótons com dependência angular	64
Figura 37 - Fluxo de nêutrons de 7 e 8 MeV com dependência angular	65
Figura 38 - Fluxo de nêutrons de 9 e 10 MeV com dependência angular	66
Figura 39 - Fluxo de nêutrons de 11 e 12 MeV com dependência angular	67
Figura 40 - Fluxo de nêutrons de 13 e 14 MeV com dependência angular	68
Figura 41 - Fluxo de nêutrons de 15 e 16 MeV com dependência angular	69
Figura 42 - Fluxo de nêutrons de 17 e 18 MeV com dependência angular	70
Figura 43 - Dependência angular dos feixes de nêutrons para as energias de 3 a 18 MeV de prótons incidentes	71
Figura 44 - Fluxo de nêutrons de 9 MeV de dêuterons com dependência angular . . .	72
Figura 45 - Representação da interação entre um feixe de nêutrons em uma superfície (S) com N núcleos-alvo (seção de choque macroscópica)	86

Figura 46 - Rendimento neutrônico específico para o produto-íon de nêutrons de 0,3 MeV. De baixo para cima: $p\text{-}^{11}\text{B}(0^\circ)$, $p\text{-}^7\text{Li}(0^\circ)$, $p\text{-}^7\text{Li}(70^\circ)$, $p\text{-}^3\text{H}(0^\circ)$. . 87

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 -	Parâmetros de nêutrons disponíveis atualmente no Radiological Research Accelerator Facility Nevis Laboratories	16
Tabela 2 -	Radiações de nêutrons obtidas por Reatores ou Aceleradores de Partículas	23
Tabela 3 -	Principais propriedades e parâmetros do Cíclotron Cyclone [®] 18/9-HC .	24
Tabela 4 -	Espessuras para o alvo de Be-9 utilizadas para realização do experimento computacional em função dos intervalos de energia	44
Tabela 5 -	Correlação entre dados experimentais e os resultados obtidos por Shin e Park (2015)	50
Tabela 6 -	Resultado do Teste T Pareado, dados Brede e colaboradores vs dados da simulação computacional	53
Tabela 7 -	Caracterização dos nêutrons para energias acima de 0,4 MeV a 0° a partir das reações de prótons	73
Tabela 8 -	Caracterização dos nêutrons para energias acima de 0,4 MeV a 0° a partir das reações de dêuterons	73
Tabela 9 -	Dose de Dêuteron de 9 MeV	74
Tabela 10 -	Dose de Prótons de 18 MeV	74
Tabela 11 -	Classificação dos nêutrons quanto à sua energia cinética	82
Tabela 12 -	Energias de reações do tipo (p,n)	88
Tabela 13 -	Seleção nuclear e propriedades cinemáticas de reações do tipo (d,n) e inversa do tipo (d,n)	89

SUMÁRIO

1	INTRODUÇÃO	14
2	REVISÃO DE LITERATURA	16
2.1	Feixe de Nêutrons	16
2.1.1	Campos Neutrônicos	17
2.2	Aceleradores de Partículas	17
2.2.1	Aceleradores Cockcroft-Walton e Van de Graaff	18
2.2.2	Aceleradores Lineares	20
2.2.3	Cíclotron	21
2.2.3.1	<i>Características dos Feixes</i>	23
2.2.4	Bétatron	24
2.2.5	Microtron	25
2.2.6	Sincrocíclotron	26
2.2.7	Síncrotron	28
2.2.8	The Storage Ring Collider	29
2.3	Alvos	31
2.3.1	Construção de alvos	31
2.3.1.1	<i>Alvos gasosos</i>	32
2.3.1.2	<i>Alvos sólidos</i>	32
2.4	Método Monte Carlo	33
2.4.1	Simulação Monte Carlo do Transporte das Radiações Ionizantes	33
2.4.2	GEANT4	35
2.4.3	MPI	39
2.4.4	Espaço de Fase	39

3	MATERIAIS E MÉTODOS	40
3.1	Desenvolvimento do sistema de produção de feixes monoenergéticos por meio de simulação computacional pelo método Monte Carlo (MC)	40
3.1.1	Desenvolvimento do aplicativo em Monte Carlo	41
3.2	Estudo para Validação do Experimento Computacional	41
3.3	Desenvolvimento da geometria do experimento	42
3.3.1	Desenvolvimento da geometria do Feixe Primário de Prótons ou Dêuterons	43
3.3.1.1	<i>Características do Feixe Primário</i>	43
3.3.1.2	<i>Código do feixe primário</i>	43
3.3.2	Desenvolvimento da geometria do sistema de Alvo	44
3.3.2.1	<i>Características do Alvo</i>	44
3.3.3	Desenvolvimento da geometria do sistema de detecção	45
3.4	Análise dos Resultados	46
4	RESULTADOS E DISCUSSÃO	49
4.1	Validação da geometria do sistema de produção de feixes monoenergéticos	49
4.2	Resultados dos espectros dos feixes neutrônicos a 0° obtidos com o método Monte Carlo	54
4.3	Resultados dos espectros dos feixes neutrônicos e sua dependência angular de 0° a 90° obtidos através do método Monte Carlo	62
4.4	Doses obtidas dos feixes neutrônicos	72
5	CONCLUSÕES	75
	REFERÊNCIAS	77
	Apêndice A – Nêutrons	81
A.1	Uma Breve Introdução	81
A.2	Interação dos Nêutrons com a matéria	82
A.2.1	Espalhamento Elástico	83
A.2.2	Espalhamento Inelástico	83
A.2.3	Reação de Captura	83

A.3	Reações Nucleares	84
A.3.1	Reações de Partículas Carregadas	84
A.3.2	Reações Produtoras de Nêutrons	84
A.3.3	Fissão	84
A.3.3.1	<i>Fissão Espontânea</i>	85
A.3.3.2	<i>Fissão induzida</i>	85
A.3.4	Fusão	85
A.3.5	Seção de Choque	86
A.3.6	Seção de Choque Diferencial	87
A.4	Fontes Neutrônicas	87
A.4.1	Reatores Nucleares e Aceleradores de partículas	88
A.4.2	Fontes radioisotópicas (α, n)	88

1 INTRODUÇÃO

Os feixes de íons leves e pesados produzidos por aceleradores de partículas estão sendo amplamente utilizados para o desenvolvimento tecnológico. Tais feixes são empregados em técnicas experimentais para fins de produção de feixes secundários de maneira eficaz, tal qual o feixe neutrônico monoenergético (BABA et al., 1996).

Em particular, os feixes de nêutrons monoenergéticos são essenciais para estudos em medidas de seção de choque e coeficientes de conversão, calibração de detectores e análise por ativação. Mas para esses feixes serem considerados monoenergéticos, o espectro energético deve consistir de um fluxo de nêutrons contínuo e de mesma energia, e podem ser obtidos tanto de aceleradores médicos quanto aceleradores de pesquisa (BABA et al., 1996).

A resolução energética dos nêutrons produzido por tais equipamentos depende diretamente da intensidade do feixe primário de partículas carregadas (prótons ou dêuterons) provenientes de um acelerador tipo cíclotron, bem como da divergência angular, diâmetro, perda de energia por espalhamento e também da geometria do alvo e dos métodos de detecção. Assim, desenvolver alvos a partir de elementos puros, de compostos químicos ou de gases são de grande importância para se chegar a um resultado mais expressivo na produção de feixes neutrônicos monoenergéticos (JONES, 2001).

A simulação computacional vem auxiliar na compreensão dos fenômenos ocorridos durante as reações ocorridas entre o feixe de partículas carregadas e os elementos que constituem os alvos. E por fazer uso de ferramentas estatísticas das mais variadas formas, o método Monte Carlo (MC) é bastante utilizado na comunidade científica.

O GEANT4 é um conjunto de ferramentas computacionais destinado a simulação de transporte por métodos MC, que permitem descrever objetos complexos e também possui uma vasta biblioteca de interações nucleares, tornando-se uma ferramenta ideal para este estudo (OUARDI, 2011).

Assim sendo, o objetivo deste trabalho foi elaborar um sistema computacional para produção de feixes neutrônicos monoenergéticos num canal experimental de um acelerador de partículas tipo cíclotron, cujas metas foram definidas a seguir:

- Definir quais materiais serão empregados para a confecção dos alvos;

- Definir a geometria dos alvos para acoplamento no canal experimental do acelerador cíclotron;
- Definir os espectros dos feixes de nêutrons para os ângulos de 0° , 15° , 30° , 45° , 60° , 75° e 90° , para prótons com energias até 18 MeV e dêuterons de 9 MeV. Tais ângulos foram escolhidos devido a ausência de alguns deles na literatura.
- Validar as reações (p,n) e (d,n) da simulação em GEANT4.

2 REVISÃO DE LITERATURA

2.1 Feixe de Nêutrons

O princípio para a produção de feixes de nêutrons é utilizar o feixe de íons primário que incidem sobre um sistema de um elemento alvo. Esses feixes de íons primários podem ser obtidos através de aceleradores ou reatores (BABA et al., 1996).

Um grande número de nêutrons de 14 MeV pode ser produzido utilizando a seguinte reação: $T(d,n)^4He$. A energia de nêutrons, fluência e taxa de dose são quase independentes do ângulo das irradiações e a concepção de equipamentos para manter as amostras são relativamente fáceis. Uma fração significativa da energia depositada no tecido humano por nêutrons de 14 MeV é de partículas alfa e de íons pesados de recuo. Aproximadamente 70% da deposição de energia é de prótons de recuo, Tabela 1 (TAKEDA et al., 2001; RARAF, 2013).

Tabela 1 – Parâmetros de nêutrons disponíveis atualmente no Radiological Research Accelerator Facility Nevis Laboratories

Energia trônica e espalhamento (%)	Neu- (MeV)	Taxa de max. dose à 100 mm (Gy/h)	Dose γ (%)	Reação de produção	Energia iônica incidente (MeV)	Ângulo
0,11 espectro		0,03	2	$T(p,n)^3He$	1,4	100°
0,22 (25)		0,6	1	$T(p,n)^3He$	2,0	120°
0,34 (15)		1,0	1	$T(p,n)^3He$	2,35	120°
0,44 (14)		1,4	1	$T(p,n)^3He$	2,65	120°
0,67 (14)		1,7	2	$T(p,n)^3He$	2,8	100°
1,0 (11)		2,1	1	$T(p,n)^3He$	2,0	30°
2,0 (4)		6,4	2	$T(p,n)^3He$	3,0	20°
3,0 (5)		6,4	3	$T(p,n)^3He$	3,9	15°
5,9 (6)		13	6	$D(d,n)^3He$	3,1	15°
13-15 (1-4)		20	6	$T(d,n)^4He$	0,6	0°-130°

Fonte: RARAF, 2013

A reação de $D(d,n)^3\text{He}$ com um valor de Q igual a 3,3 MeV é utilizada para produzir feixes de nêutrons, através do bombardeando de alvos de deutério com deutérios de 3,1 MeV. As altas taxas de dose são obtidos usando alvos mais espessos. A energia dos nêutrons variam mais fortemente com ângulo e energia incidente do deuteron do que para a reação $T(d,n)^3\text{He}$, porque a maior parte da energia disponível é proveniente dos dêuterons incidentes (BABA et al., 1996; TAKEDA et al., 2001; RARAF, 2013).

Irradiações com nêutrons de ordem de 0,5 MeV são realizadas utilizando a reação $T(p,n)^3\text{He}$ com um valor de Q igual a 0,7 MeV. A energia de nêutrons varia intensamente com o ângulo incidente da partícula. Para nêutrons abaixo de 0,8 MeV, irradiações são conduzidas entre os ângulos de 100^0 a 130^0 . Os nêutrons com energia, perto de 440 keV, são biologicamente mais eficazes por depositarem quase toda a sua energia. (BABA et al., 1996; RARAF, 2013).

2.1.1 Campos Neutrônicos

Os campos de radiação neutrônicos são utilizadas em várias áreas e aplicações nas pesquisas científicas, como por exemplo, na terapia por radiações, na produção de radionuclídeos para aplicações médicas, em estudos de materiais, para design de componentes eletrônicos, em produção de energia, atividades militares e radiografia com nêutrons. Para isso, as instalações de campos neutrônicos utilizam reações de produção de nêutrons a partir da reações do tipo (p,n), por exemplo (POMP et al., 2013).

No mundo, há algumas instalações que já trabalham com os campos neutrônicos. Como por exemplo: iThemba Labs, na África do Sul; The Svedberg Laboratory (TSL), Suécia. E no Japão, no seguintes centros:

- Takasaki Ion Accelerators for Advanced Radiation Application (TIARA);
- Takasaki Advanced Radiation Research Institute (TARRI);
- Japan Atomic Energy Agency (JAEA);
- Cyclotron and Radiaisotope Center (CYRIC);
- Tohoku University and the Research Center Nuclear Physics (RCNP).

2.2 Aceleradores de Partículas

Os aceleradores de partículas são aparelhos que aceleram partículas carregadas utilizando campos eletromagnéticos. Assim, aceleradores de partículas podem ser divididos em dois tipos

fundamentais; aceleradores eletrostáticos e aceleradores de oscilação de campos (WILLE, 2000; WILSON, 2001).

Os aceleradores eletrostáticos, como os aceleradores Cockroft-Walton e o de Van de Graaff, fazem uso de campos eletrostáticos. A principal desvantagem no uso de tais campos é a necessidade de utilizar campos elétricos muito intensos para serem produzidos com a finalidade de acelerar partículas. Sendo assim, o uso de campos de oscilação elétrica de alta energia permite a aceleração de partículas carregadas, acarretando em novas descobertas (WILSON, 2001).

As principais categorias de aceleradores de partículas são detalhadas a seguir:

- Aceleradores Cockroft-Walton e Van de Graaff;
- Aceleradores Lineares;
- Cíclotron;
- Bétatron;
- Mícron;
- Sincrocíclotron;
- Síncrotron;
- The Storage Ring Collider.

Atualmente, os aceleradores de partículas tipo cíclotron são muito empregados pelas comunidades médica e científica para o desenvolvimento de radionuclídeos de meia-vida curta e experimentos físicos e biológicos de interações neutrônicas com a matéria, dentre outras aplicações.

Assim, o cíclotron é um equipamento de escolha para o desenvolvimento dos feixes neutrônicos monoenergéticos devido suas características e apresentar-se bastante difundido no meio científico e de maior número de instalações quando comparado a outros tipos de aceleradores.

2.2.1 Aceleradores Cockroft-Walton e Van de Graaff

Estes aceleradores são dois tipos de aceleradores de partículas desenvolvidos no início da década de 1930, o acelerador de Cockroft-Walton foi desenvolvido por John Cockroft e Ernest Walton no Laboratório Cavendish, em Cambridge, Inglaterra e o Acelerador de Van de Graaff

foi desenvolvido por Robert Van de Graaff, enquanto trabalhando como assistente de pesquisa de pós-doutorado na Universidade de Princeton nos EUA (WILLE, 2000; WILSON, 2001).

O acelerador de Cockcroft-Walton (Figura 1) gerou uma alta tensão, criando um circuito elétrico complexo chamado de cascata multiplicador de tensão, que se tornou conhecido como gerador de Cockcroft-Walton. Usando o gerador, Cockcroft e Walton foram capazes de gerar uma tensão de 800 kV (WILLE, 2000; WILSON, 2001).

Figura 1 – Acelerador Cockcroft-Walton

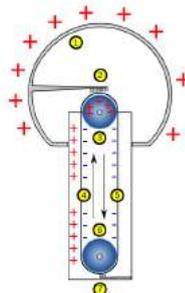


Fonte: WILSON, 2001.

Essa tensão, em seguida, acelerava os prótons ao longo de um tubo de vácuo de cerca de 2,44 m, no qual colidiam com um alvo de lítio, criando, assim, a primeira desintegração nuclear artificial da história. Geradores de Cockcroft-Walton ainda hoje são utilizados em aceleradores de partículas para obter energia inicial das partículas antes de ir para aceleradores maiores (WILLE, 2000; WILSON, 2001).

O método para gerar tensão num acelerador de Van de Graaff é muito mais simples (Figura 2). Na verdade, a maioria das pessoas estão familiarizados com um gerador de Van de Graaff em seu dia à dia escolar (WILLE, 2000; WILSON, 2001).

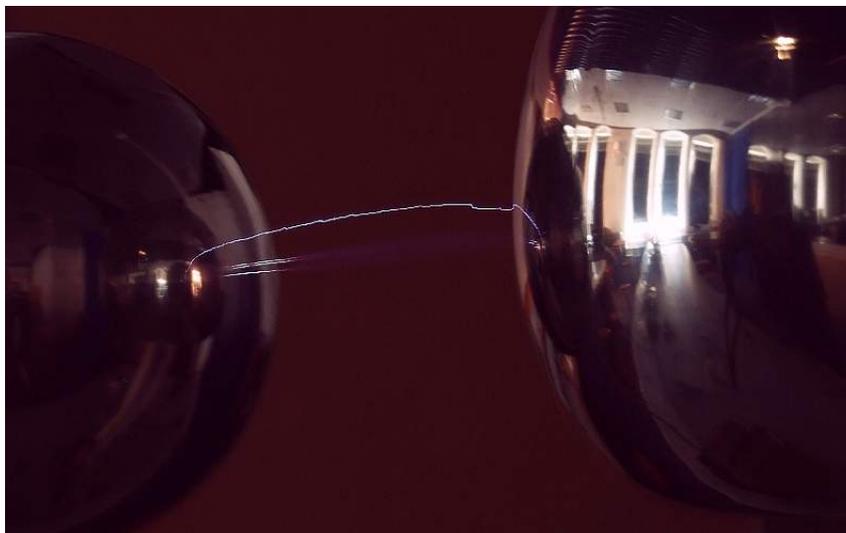
Figura 2 – Esquema do gerador de Van de Graaff



Fonte: WILSON, 2001.

Em 1933, um acelerador Van de Graaff estava em operação, o qual poderia acelerar íons de hidrogênio para uma energia de 0,6 MeV, Figura 3 (WILSON, 2001).

Figura 3 – Gerador de Van de Graaff em atividade



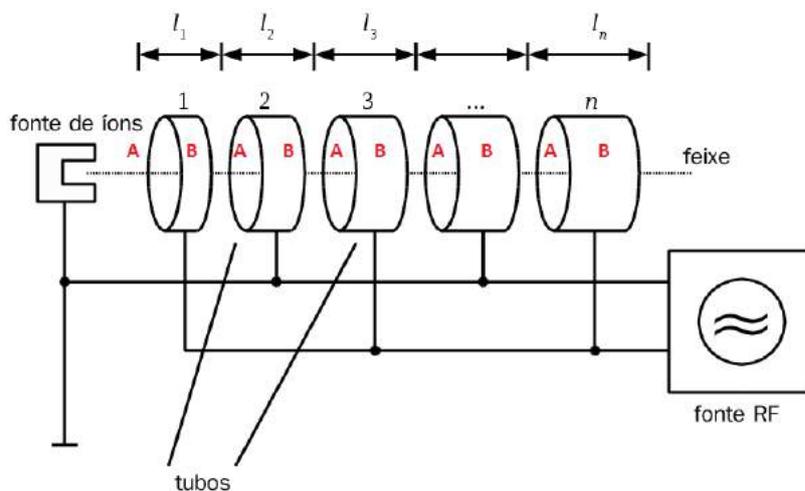
Fonte: WILSON, 2001.

2.2.2 Aceleradores Lineares

O primeiro desenvolvimento de aceleradores lineares veio com Rolf Wideröe em 1927 (Figura 4), quando ele construiu um acelerador linear usando uma tensão alternada (V_{AC}) e uma série de tubos. Em uma corrente alternada, o fluxo de carga elétrica é periodicamente invertida, assim, o fluxo de carga elétrica pode ser considerada como uma série de picos e anti-picos de tensão. Uma partícula carregada que atua por uma tensão alternada seria acelerada do ponto X para o ponto Y, durante um pico e, em seguida, quando a corrente é invertida será acelerada em sentido contrário, do ponto Y para o ponto X, durante um anti-pico (WILLE, 2000; WILSON, 2001; ROSENZWEIG, 2003).

Em seu acelerador, Wideröe utilizou uma série de tubos para proteger a partícula, que foi acelerada a partir do campo elétrico durante um anti-pico impedindo que ele seja desacelerado (B). A partícula então surge a partir do tubo, assim como os retornos de campo para um pico, onde é ainda mais acelerada (A). Com isso, a partícula fica cada vez mais rápida, e os tubos precisam ser inúmeros, sendo este um dos fatores limitantes de aceleradores lineares, que precisam ser muitos longos para que as partículas sejam aceleradas a altas energias (WILLE, 2000; WILSON, 2001; ROSENZWEIG, 2003).

Figura 4 – Esquema do acelerador linear de Rolf Wideröe



Fonte: WILSON, 2001.

O *Linear Accelerator Center de Stanford (SLAC)* é o lar da maior acelerador linear (LINAC) do mundo, que é de 2 km de comprimento e capaz de acelerar elétrons e pósitrons a energias de 50 GeV. As vantagens de aceleradores lineares é que são capazes de acelerar os íons de maior dimensão, sendo mais fácil para a produção de feixes de elétrons de alta energia, uma vez que não usam um percurso circular. Linacs ainda são amplamente utilizados hoje em pesquisas e nas mais distintas áreas do conhecimento (WILLE, 2000; WILSON, 2001; ROSENZWEIG, 2003).

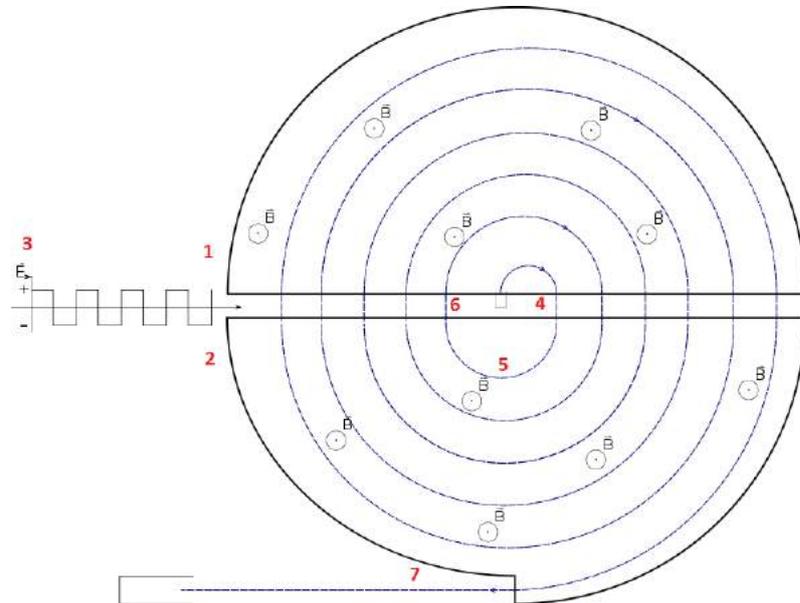
2.2.3 Cíclotron

O cíclotron é um equipamento que foi desenvolvido em 1931 pelos físicos Lawrence e Livingston da Universidade de Califórnia, com o propósito de acelerar partículas carregadas até atingir velocidades próximas a da luz. Essas partículas carregadas são controladas por meio de campos magnéticos associados a ímãs gigantes colocados ao longo do acelerador. Os campos magnéticos atuam de forma perpendicular ao plano de movimento de uma partícula acelerada resultando numa trajetória curvilínea (WILLE, 2000; WILSON, 2001).

O cíclotron é constituído por dois eletrodos em forma de “D” ocios (1, 2), alternativamente, carregadas a uma tensão por um oscilador (3). Os eletrodos foram separados por um pequeno intervalo. Quando um dos eletrodos é carregado, uma partícula é acelerada através da abertura para o outro (4), em que, sob a influência de um campo magnético, que se move num trajeto semi-circular para trás para a superfície do eletrodo (5). Assim, quando a tensão tiver carregado o outro eletrodo, a partícula é novamente acelerada através da abertura (6). À medida que a velocidade da partícula aumenta, o raio do movimento semi-circular aumenta até que as partículas

sejam, eventualmente, jogadas para fora do ciclotron, como um feixe de alta energia (7), Figura 5.

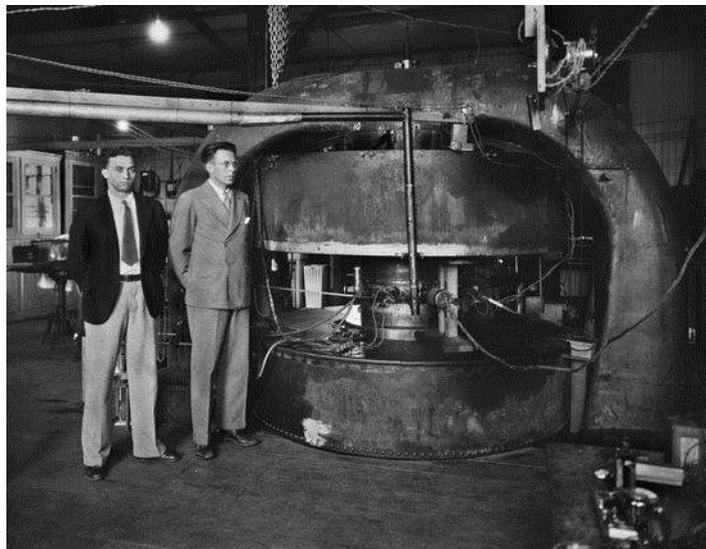
Figura 5 – Esquema básico de um ciclotron



Fonte: WILSON, 2001.

O primeiro acelerador de Lawrence foi capaz de acelerar feixes de íons de hidrogênio à 80 keV. Após algumas modificações no projeto original, Lawrence era capaz de acelerar partículas até a energia do feixe de saída para 1,22 MeV e repetir resultado da desintegração nuclear de lítio em 1932 de Cockcroft e Walton. O ciclotron tornou-se o acelerador de escolha em todo o mundo a partir de muitos anos, uma vez que era de baixo custo de investimento e de tamanho eficaz em relação aos outros aceleradores (Figura 6) (WILLE, 2000; WILSON, 2001).

Figura 6 – Lawrence e Livingston em pé ao lado de seu Cíclotron



Fonte: WILSON, 2001.

Um ciclotron acelerando prótons e dêuterons é capaz de produzir nêutrons de todas as energias dadas na Tabela 2. No entanto, um acelerador com um potencial da ordem de kV já é suficiente para a produção de nêutrons com energias de 2,8 MeV e 14,8 MeV (ISO, 2001; ISO, 2000; ISO, 1998).

Tabela 2 – Radiações de nêutrons obtidas por Reatores ou Aceleradores de Partículas

Energia dos Nêutrons (MeV)	Método de Produção
$2,5 \times 10^{-8}$ (térmicos)	Reator moderado ou nêutrons produzidos por aceleradores
2×10^{-3}	Reator de feixe de nêutrons filtrados por Sc ou nêutrons produzidos por aceleradores através da reação $^{45}\text{Sc}(p,n)^{45}\text{Ti}$
$2,4 \times 10^{-2}$	Reator de feixe de nêutrons filtrados por Fe/Al ou nêutrons produzidos por aceleradores através da reação $^{45}\text{Sc}(p,n)^{45}\text{Ti}$
0,144	Reator de feixe de nêutrons filtrados por Si ou nêutrons produzidos por aceleradores através da reação $\text{T}(p,n)^3\text{He}$ e $^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$
0,25	Nêutrons produzidos por aceleradores através da reação $\text{T}(p,n)^3\text{He}$ e $^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$
0,565	
1,2	
2,5	Nêutrons produzidos por aceleradores através da reação $\text{T}(p,n)^3\text{He}$
2,8	
5,0	
14,8	Nêutrons produzidos por aceleradores através da reação $\text{T}(p,n)^4\text{He}$
19,0	

Fonte: BABA, 1996.

2.2.3.1 Características dos Feixes

No ciclotron do fabricante IBA, modelo Cyclone[®] 18/9-HC, íons negativos são produzidos no centro do equipamento. Eles são extraídos do ciclotron usando a troca de carga de H⁻ para H⁺ sobre uma fina folha de carbono (espessura de 5 μm) conhecida como folha de remoção e, portanto, são dobradas para linhas de feixes primários. O processo de extração de íons negativos do ciclotron é designado por extração (PINTO, 2010; IBA, 2017).

A corrente medida sobre a folha de remoção, que está localizado no perímetro interior da culatra magnética do ciclotron, é conhecida como corrente de remoção. As correntes de feixe de íons que atingem as películas de separação são 150 e 40 μA para prótons e dêuterons, respectivamente. A tabela 3 descreve as principais propriedades e parâmetros do ciclotron Cyclone[®] 18/9-HC (PINTO, 2010; IBA, 2017).

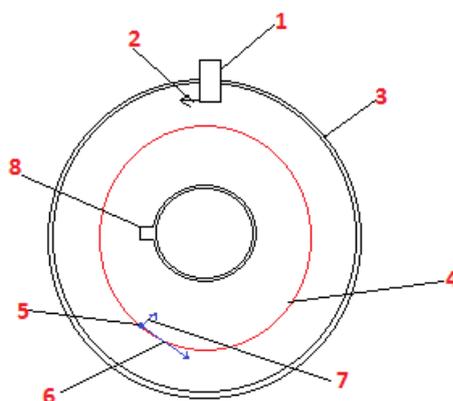
Tabela 3 – Principais propriedades e parâmetros do Cíclotron Cyclone® 18/9-HC

Parâmetro	Valor	Unidade
Energia H- (D-)	18 (9)	MeV
Corrente H- (D-)	150 (40)	uA
Variação de Energia	Não	
Campo médio	13,5	kG
Corrente Magnética	200	A
Fonte de Alimentação	24	kW
Poder Magnético	20	t
Frequência RF H- (D-)	42 (42)	MHz
Números de "Dee"	2	
Harmônica RF H- (D-)	2 (4)	
Voltagem do Dee	32	kV
Ganho de energético	64 (110)	keV
Potência do sistema RF	10	kW
Fonte de íons	2 medidores de íons	
Corrente da fonte	~ 1,2	mA
Vácuo básico	3×10^{-6}	Torr
Vácuo com o feixe	8×10^{-6}	Torr
Bombas de vácuo	4 bombas difusoras	
Perda de extração H-	50%	
Número de canais de extração	8	
Alvos	Por cabeçote	

Fonte: PINTO, 2010.

2.2.4 Bétatron

Os princípios físicos que regem a Bétatron foram descritos pela primeira vez por Wideröe em um artigo de 1928 e colocados em prática em 1940 por Donald Kerst. O desenvolvimento do Bétatron foi impulsionado pela demanda de raios-X de alta energia e de raios gama para uso médico e de pesquisa (Figura 7) (WILLE, 2000; WILSON, 2001).

Figura 7 – Esquema básico de um bétatron

O Bétatron consiste em um anel principal (câmara de vácuo em forma de anel), conhe-

cida como a câmara de rosca (3), no qual os elétrons (2 e 5), produzidos por um canhão de elétrons (1) no interior da câmara, são acelerados. A câmara é definida entre os dois polos de um eletroímã impulsionado por uma corrente alternada, que resulta num campo magnético em constante mutação. O campo magnético variável significa um fluxo magnético mudando (um componente do campo magnético que passa através de uma zona) através da câmara de rosca, que produz uma força eletromotriz (6), que acelera os elétrons. Os elétrons na câmara mantêm um raio constante da órbita (4) enquanto é acelerada, devido à força centrípeta (7) gerada pelo movimento das partículas, desde que os campos magnéticos satisfaçam o princípio Bétatron. Uma vez acelerado, os elétrons são dirigidos para fora da câmara de rosca, ou para dentro, em direção a um alvo de metal (8) para a produção de raios-X. O primeiro Bétatron construído por Kerst em 1940 foi capaz de produzir elétrons de 2,3 MeV, mas em 1950 ele tinha construído um Bétatron capaz de produzir elétrons de centenas de MeV (Figura 8) (WILLE, 2000; WILSON, 2001).

Figura 8 – Kerst com seu primeiro Bétatron (mesa) e um Bétatron de 20 MeV (atrás)



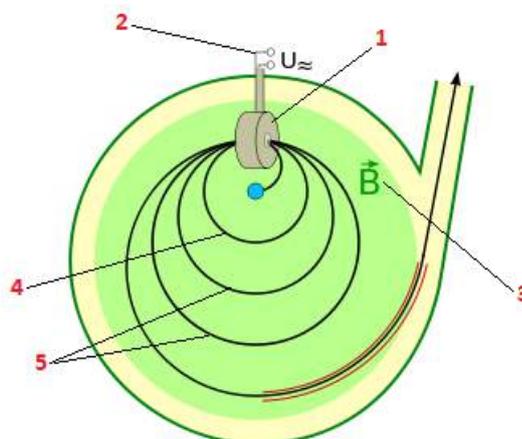
Fonte: WILSON, 2001.

2.2.5 Mícrotron

O Mícrotron é um acelerador de partículas semelhante ao cíclotron. No entanto, a física relativa à concepção do cíclotron é baseado na mecânica clássica. Este por sua vez, põe um limite máximo para a energia de que as partículas podem ser aceleradas até de 25 MeV (WILLE, 2000; WILSON, 2001).

Em 1945, Vladimir Veksler inventou um acelerador que, tendo em conta esta mudança de massa pode acelerar partículas leves, como elétrons, além deste limite superior o qual se tornou conhecido como um Mícrotron (Figura 9) (WILLE, 2000; WILSON, 2001).

Figura 9 – Esquema básico de um microtron



Fonte: WILSON, 2001.

Em um Microtron, os elétrons são acelerados a partir do repouso em uma cavidade do acelerador (1), impulsionado por uma tensão AC (corrente alternada) (2). Depois de deixar a cavidade do acelerador, os elétrons, sob a influência de um campo magnético (3), movem-se num percurso circular entorno da cavidade do acelerador, onde eles são novamente acelerados (4). Com cada passagem através da cavidade do acelerador, os elétrons ganham mais e mais energia e, portanto, de acordo com a equação de Einstein, ganho de massa (como a massa é equivalente à energia). O aumento nos resultados de massa é proveniente de um aumento do raio da órbita dos elétrons (5).

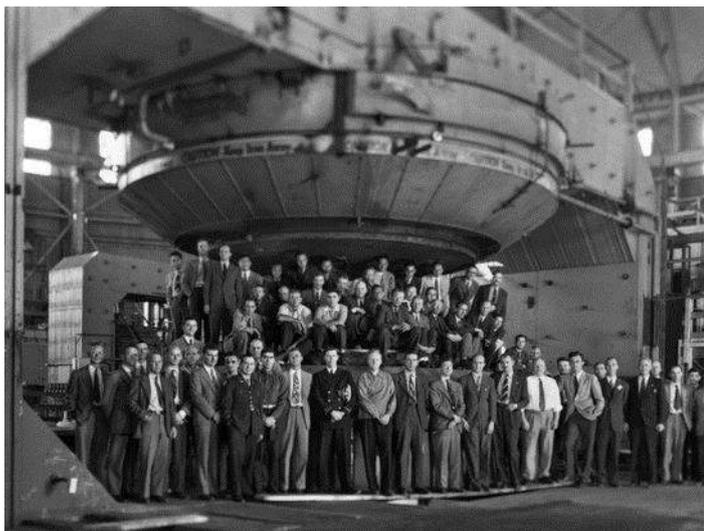
Para elétrons continuarem a ser acelerados, eles precisam chegar à cavidade do acelerador, ao mesmo tempo que a tensão CA está em seu pico. Isto é possível desde que os elétrons, partindo do repouso, recebem um aumento de energia a partir da cavidade do acelerador a cada passagem, o que equivale a sua energia de repouso ($E_0 = m_0C^2$, a energia restante é equivalente a massa em repouso), e que o aumento do período da órbita (a quantidade de tempo que demora a completar uma órbita) depois de cada passagem através da cavidade do acelerador é igual a um múltiplo inteiro do período da tensão de AC no interior da cavidade do acelerador (WILLE, 2000; WILSON, 2001).

2.2.6 Sincrocíclotron

O Sincrocíclotron é uma modificação da concepção cíclotron clássico desenvolvido para superar as limitações relativistas do cíclotron clássico. O Sincrocíclotron difere do cíclotron clássico na frequência da tensão alternada não permanecer constante, ou seja, ser sincronizado com a frequência da órbita das partículas aceleradas (WILLE, 2000; WILSON, 2001; ROSENZWEIG, 2003).

O primeiro foi um ciclotron modificado (sincrociclotron) concluído por pesquisadores da Berkeley (Figura 10). Eles descobriram que tensões muito mais baixas são necessárias para acelerar as partículas do que num ciclotron e em 1947 foram capazes de acelerar íons de deutério (um isótopo de hidrogênio) para 190 MeV e íons de He^{2+} para 380 MeV (um isótopo do hélio) (WILLE, 2000; WILSON, 2001; ROSENZWEIG, 2003).

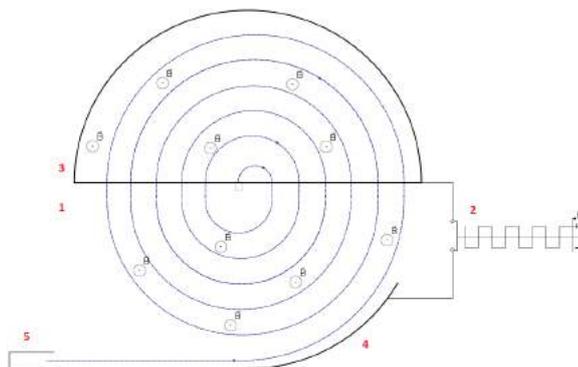
Figura 10 – Cientistas da Berkeley com um Sincrociclotron de 184“ após modificações



Fonte: WILSON, 2001.

O ciclotron modificado, Figura 11, teve um dos eletrodos em forma de “D” removidos (1). A partícula é acelerada, da mesma forma como no ciclotron, exceto que o gerador de RF responsável pela produção da tensão alternada, que acelera a partícula, é substituído por um gerador de RF de frequência variável (2), de modo que a frequência AC pode ser sincronizado com a frequência orbital a partícula. A tensão alternada é aplicada através do eletrodo em forma de “D” (3) e um novo eletrodo de deflexão (4), que é responsável por dirigir a partícula fora do acelerador e no sentido de um alvo (5).

Figura 11 – Esquema de um Sincrociclotron



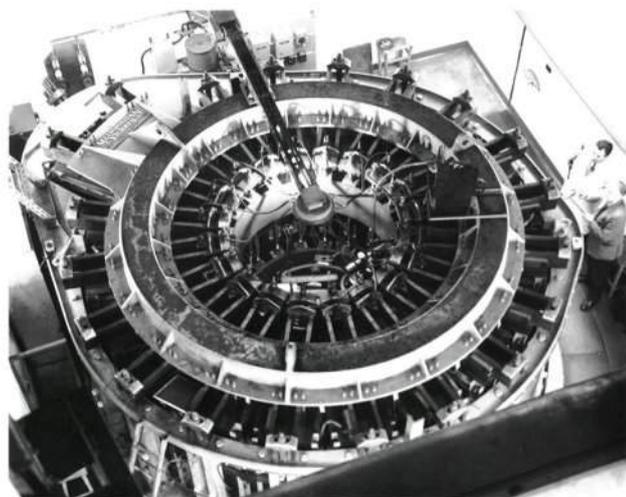
Fonte: WILSON, 2001.

2.2.7 Síncrotron

O princípio básico do Síncrotron é o de manter as partículas aceleradas em um raio orbital constante. Isto é conseguido através da sincronização da intensidade do campo magnético com a energia das partículas aceleradas (WILLE, 2000; WILSON, 2001; ROSENZWEIG, 2003).

O primeiro Síncrotron a ser construído foi um Bétatron modificado e foi completado por dois físicos ingleses, Frank Goward e D. Barnes. Muitos síncrotrons foram construídos após 1954. Sob a liderança de Phillip Dee, um Síncrotron capaz de acelerar elétrons para 350 MeV foi construído na Universidade de Glasgow (Figura 12).

Figura 12 – O Síncrotron de elétrons de 350 MeV da University of Glasgow



Fonte: WILSON, 2001.

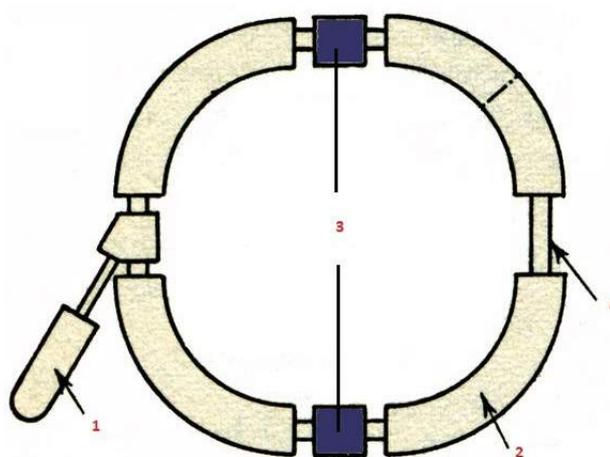
O limite superior para a velocidade de qualquer objeto é a velocidade da luz, nada pode viajar mais rápido. Partículas leves, como elétrons começam a aproximar-se da velocidade da luz com energias relativamente baixas. Partículas mais pesadas, como prótons se aproximam da velocidade da luz em energias muito mais altas, de modo a ser necessário a produção de feixes de energia mais altos (WILLE, 2000; WILSON, 2001; ROSENZWEIG, 2003).

Em 1947, enquanto trabalhava em seu Síncrotron de elétrons, os cientistas do Research Labs da General Electric observaram pela primeira vez o que ficou conhecido como “radiação síncrotron”. A “radiação síncrotron” é uma radiação eletromagnética, geralmente na faixa de raios-X, emitida por partículas carregadas que viajam a velocidades relativistas, forçado a tomar um caminho curvado por um campo magnético. A primeira “radiação síncrotron” foi visto como um inconveniente, uma vez que causou uma perda de energia para as partículas aceleradas. No entanto, não demorou muito até que a sua utilidade em espectroscopia e cristalografia fosse observada.

A aceleração de partículas e a curvatura do percurso de uma partícula pode ser dividida significando que o acelerador, em vez de ser circular, pode ser em forma ligeiramente oval, ou de um quadrado com cantos arredondados. Uma partícula em um Síncrotron será acelerado em lacunas do acelerador durante uma viagem ao longo da seção reta, como seriam em um LINAC (WILLE, 2000; WILSON, 2001; ROSENZWEIG, 2003).

O caminho da partícula é então curvada por um campo magnético, mas a partícula atravessa uma outra secção em linha reta, na qual é novamente acelerada. A partícula irá girar e girar no acelerador, ganhando mais e mais energia a cada revolução. A seguir está um diagrama de um simples síncrotron de prótons (Figura 13).

Figura 13 – Esquema de um Síncrotron



Fonte: WILSON, 2001.

Os primeiros prótons são acelerados em um pré- acelerador, o que poderia ser um acelerador de Cockcroft- Walton ou Van de Graaff, um Linac, ou, no caso de alguns Síncrotons maiores, como o SPS do CERN mesmo um Síncrotron menor.

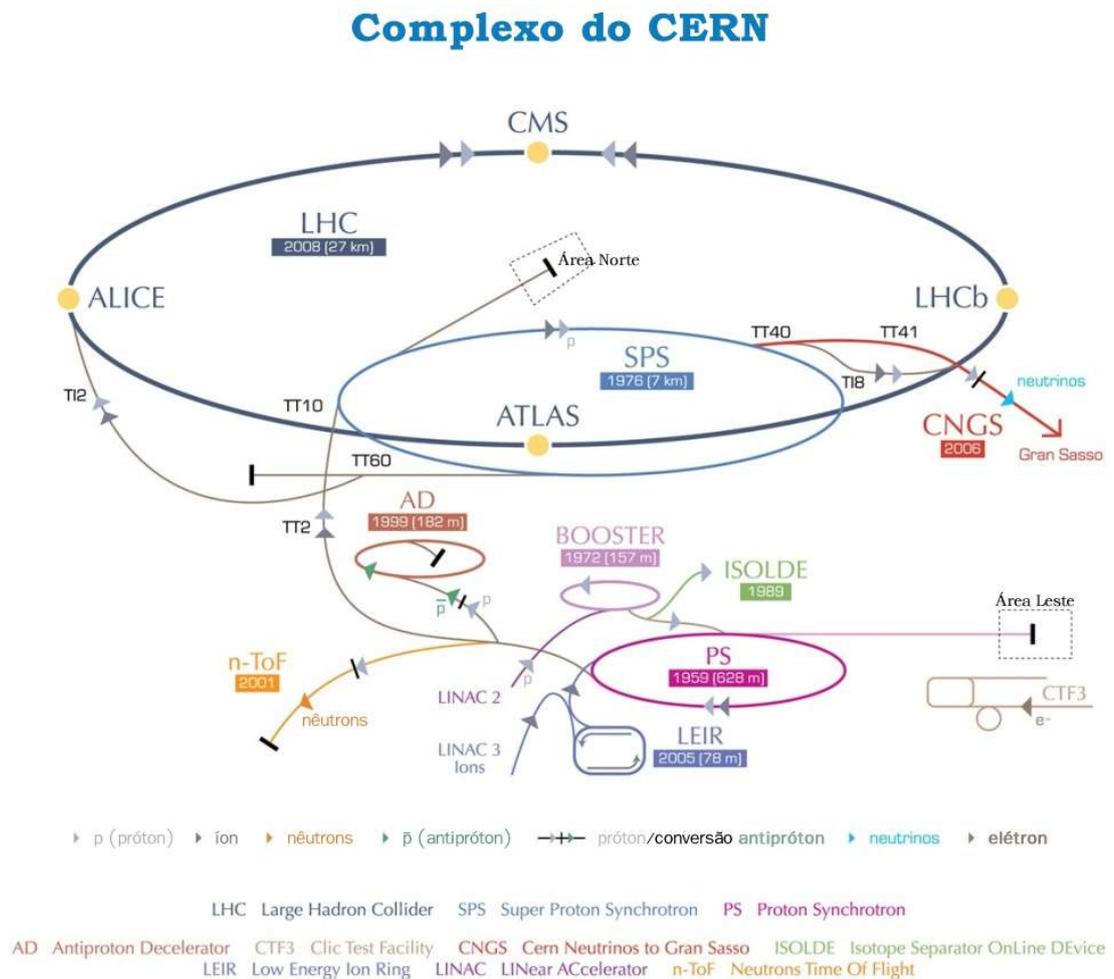
O síncrotron é um tipo extremamente importante do acelerador, que é usado hoje para acelerar elétrons, prótons e núcleos atômicos, em muitos centros de pesquisa de ponta em todo o mundo (WILSON, 2001).

2.2.8 The Storage Ring Collider

A idéia para colidir feixes de partículas é creditada a Wideröe, que falou da idéia, puramente conceitual, no momento, de colidir dois feixes de partículas, em vez de disparar um feixe de partículas em um alvo parado já em 1943. Não era até 1954, quando Kerst desenvolveu independentemente a idéia de Wideröe, a qual foi realizado pela comunidade científica, e assim o “Storage Ring Collider” foi concebido (WILSON, 2001).

O primeiro “Storage Ring Collider” foi construído em 1960 por Bruno Touschek em Frascati e nomeado Anelli di accumulazione (AdA), mas ele era muito pequeno para ser utilizado na pesquisa. Hoje, o mais famoso “Storage Ring Collider” é o Large Hadron Collider (LHC) do CERN, (Figura 14), com um diâmetro de 27 km e abrangendo dois países (WILSON, 2001).

Figura 14 – Esquema de um acelerador do CERN.



É a maior experiência já realizada na ciência. O LHC colide principalmente feixes de prótons e, até agora, colidiu feixes de prótons com energias de 3,5 TeV, resultando em uma colisão 7 TeV. O LHC foi projetado para que ele também possa acelerar íons pesados como chumbo em até 575 TeV para tentar replicar as condições no início do universo, logo após o big bang.

2.3 Alvos

O alvo é um recipiente onde o material específico é introduzido para ser irradiado (geralmente gás ou líquido, mas materiais sólidos também são utilizados). Existem alguns parâmetros-chave que devem ser considerados para design de corpo-alvo:

- A energia para o limiar de reação, quer dizer, a energia mínima necessária para gerar o átomo radioativo.
- A energia em que a secção transversal máxima (de probabilidade para a reação nuclear de ocorrer) é obtido.
- A forma física do material do alvo: gás, líquido ou sólido. Propriedades de transferência de calor e efeitos potenciais devido ao aquecimento enquanto ocorre a irradiação, devem ser cuidadosamente consideradas para cada caso particular.
- A forma química do material do alvo.
- A forma física do produto.
- A forma química do produto.
- A facilidade de separação do produto a partir do alvo.

Alvos especialmente concebidos para a produção dos emissores de pósitrons mais comuns (flúor-18, carbono-11, nitrogênio-13 e oxigênio-15) são implementadas em cíclotrons disponíveis comercialmente e a sua concepção para melhorar o seu desempenho foi otimizado por muitos anos.

2.3.1 Construção de alvos

O alvo ideal é isotopicamente puro. Se outros constituintes estão presentes, a produção específica de nêutrons para uma determinada perda de energia do feixe de partículas carregadas na porção (ativa) do alvo é baixa, tendo como causa a densidade de área inferior do material alvo reduzindo o rendimento em si. Além disso, haverá energia adicional dispersa a partir do aditivo, de modo que (para uma aplicação específica) esses aditivos vão aumentar a difusão de energia e reduzir a produção específica de nêutrons adicionais (DROSG, 2000).

2.3.1.1 Alvos gasosos

Muitas fontes de nêutrons monoenergéticos utilizam um isótopo do hidrogênio como meio. Então, alvos de gás são necessários para atingir os alvos isotopicamente puros (desconsiderando alvos líquidos criogênicos). O recipiente do meio de alvo é geralmente um recipiente de paredes finas de aço inoxidável, com uma janela de entrada de vácuo para o acelerador. Na outra extremidade existe um disco sólido como uma parada para o feixe, que recebe o feixe de partículas carregadas (WATTERSON, 2000; DROSG, 2000).

Uma descrição detalhada da tecnologia do alvo foi dada antes, segundo Uttley (1983) e Drogg (1990). Desde então, tem havido um novo desenvolvimento muito importante: confinamento de gás (*massfree*) por portas de plasma o que é benéfico, pelo menos, de duas maneiras:

1. Reduzindo a saída estrutural
2. Reduzindo a dissipação de energia total no alvo

Além disso, não há praticamente nenhuma degradação da energia e disperso na janela de entrada resulta em bordas nítidas da distribuição de nêutrons. Esta nova tecnologia parece ser de longe superiores aos desenhos de alvos anteriores (WATTERSON, 2000; DROSG, 2000).

2.3.1.2 Alvos sólidos

Em muitos casos (por exemplo, para $p\text{-}^7\text{Li}$ e $p\text{-}^9\text{B}$), os alvos sólidos isotopicamente puros são possíveis de serem montados. Geralmente, possuem um suporte com uma boa condutividade térmica (ouro, prata, cobre, alumínio, tântalo, tungstênio), que serve como um *beamstop* e permite a remoção de energia do feixe por meio de um jato de ar ou a uma aspersão de água (DROSG, 2000).

Além disso, existem alvos sólidos de hidrogênio (hidretos de Ti, Zr, Er, Sc ou Y). Destes, o hidreto de titânio é mais conhecido, porém o berílio-9 vem ganhando espaço. Tipicamente, o titânio é impregnado com 1,5 átomos de hidrogênio por átomo de titânio. A vantagem de alvos sólidos de hidrogênio é a ausência de uma janela, que resulta em uma resolução de energia se feixes de baixa energia são usados como no caso d-T. A principal desvantagem é o rendimento específico que é reduzido (cerca de uma ordem de grandeza), por causa de outro constituinte ativo no volume do alvo (DROSG, 2000).

2.4 Método Monte Carlo

O Método de Monte Carlo (MMC) pode ser usado para simular um processo estatístico, tal como a interação da radiação com a matéria, sendo particularmente útil em problemas complexos que não podem ser realizados por métodos determinísticos. Neste método, os eventos probabilísticos individuais que compreendem um processo são simulados sequencialmente. As distribuições de probabilidade que governam estes eventos são amostradas estatisticamente para descrever o fenômeno, que está sendo simulado, de forma global. Este processo de amostragem estatística é baseado na seleção de números aleatórios (ZAMBONI, 2007).

No transporte de partículas, a técnica de Monte Carlo consiste em seguir cada partícula desde a fonte, onde ocorre o seu nascimento, ao longo de sua vida até a sua morte (escape, absorção etc.). Neste procedimento, as distribuições de probabilidade são aleatoriamente amostradas usando-se dados de transporte (ZAMBONI, 2007).

Os métodos MC são técnicas estatísticas de simulação numérica de problemas utilizando essencialmente uma sequência de números aleatórios (quando gerados computacionalmente estes números são pseudo-aleatórios). Estes métodos podem ser usados para simular o comportamento de sistemas físicos, matemáticos, biológicos etc., que possam ser descritos por amostragens aleatórias de funções densidade de probabilidade (FDPs).

Devido ao advento do computador e sua utilização nas simulações, os métodos MC tornaram-se ferramentas úteis, não só para estudos de natureza estocástica, como também para estudos de fenômenos determinísticos cuja solução analítica é extremamente complexa (KALOS; WHITLOCK, 1986).

Entretanto, o método MC é qualificado pela impraticabilidade em se obter a solução exata do problema, mas o que se espera é uma boa estimativa do valor exato à medida em que um número suficientemente grande de casos é processado. Este aspecto explica a relação do aumento do seu uso concomitantemente ao avanço tecnológico na área computacional (YORIYAZ, 2009).

2.4.1 Simulação Monte Carlo do Transporte das Radiações Ionizantes

A história de uma partícula é definida como uma sequência de traços na qual cada traço termina com um evento de interação onde a partícula pode mudar sua direção, perder energia e, ocasionalmente, produzir partículas secundárias.

Para simular essas histórias, são usados algoritmos de transporte de radiação e modelos de interações que geralmente são baseados em um conjunto de seções de choque para os mecanis-

mos de interação relevantes. As seções de choque determinam as FDPs das seguintes variáveis aleatórias que caracterizam cada traço (HEATH, 2003):

- Livre caminho médio entre os eventos de interação sucessivos;
- Tipo de interação que ocorre;
- Energia perdida e avaliação do novo estado da partícula (e o estado inicial das partículas secundárias emitidas, quando houver). O estado de uma partícula é caracterizado por sua energia, posição e direção de voo.

A simulação do transporte de uma partícula termina quando esta sai da região de interesse ou quando sua energia for menor do que a energia de corte pré-definida (CASSOLA, 2007). Se o número de histórias geradas for grande o suficiente, o comportamento médio das partículas pode ser descrito em termos de grandezas macroscópicas, como fluxo ou densidade de partículas. Grandezas específicas como dose absorvida são derivadas destas grandezas. À medida em que o número de histórias aumenta, melhora-se a qualidade do comportamento médio do sistema, caracterizado pela diminuição das incertezas estatísticas das grandezas de interesse (YORIYAZ, 2009).

Segundo Vieira (2004), as incertezas estatísticas, chamadas também de coeficiente de variância para o i -ésimo órgão ou tecido é definido por:

$$Coef.Var_i = 100 \cdot \frac{\sqrt{Var_i}}{DM_i} (\%) \quad (2.1)$$

onde, se $D_{i,j}$ é a dose depositada no i -ésimo órgão pela j -ésima partícula de um feixe de N partículas, DM_i é a dose média neste órgão, isto é,

$$DM_i = \frac{\sum_{j=1}^N D_{i,j}}{N}. \quad (2.2)$$

A variância, ainda segundo Vieira (2004), para a dose depositada no i -ésimo órgão é definida como:

$$Var_i = \frac{N \sum_{j=1}^N (D_{i,j})^2 - \left(\sum_{j=1}^N D_{i,j} \right)^2}{N(N-1)} \quad (2.3)$$

De acordo com Kalos e Whitlock (1986), existe ainda a possibilidade de qualificar a eficiência de uma simulação Monte Carlo, tomando como referência o tempo de processamento da simulação e o coeficiente de variância, da seguinte forma:

$$Q = T \cdot \tau^2 \quad (2.4)$$

onde T = Tempo e τ^2 = Variância.

O fator de qualidade da simulação (Q) é determinado a partir do momento em que, aumentando-se o número de histórias o coeficiente de variância tende a diminuir. Entretanto, o tempo de execução da simulação tende a aumentar. O fator de qualidade é o produto desse coeficiente de variância pelo tempo de execução, no momento em que essa variação seja mínima.

Diante da importância dada à aplicação dos métodos MC ao transporte da radiação, diversos softwares ou sistemas de códigos são disponibilizados, a maioria gratuitamente. A seguir, são apresentados os principais códigos que atualmente são utilizados em problemas de física aplicada (MAYLES et al. 2007).

- GEANT4 – Suas áreas de aplicação incluem física nuclear, física de altas energias, aceleradores, física médica e ciência espacial (AGOSTINELLI et al., 2003). O GATE é um código computacional baseado no GEANT4 e tem um propósito geral de realizar simulações numéricas em imagens médicas e radioterapia (BENOIT et al., 2013);
- PENELOPE – Sistema de códigos para transporte de fótons e elétrons (SALVAT et al., 2008);
- MCNP – É um código desenvolvido no Los Alamos National Laboratory (LANL), extensivamente usado na indústria de energia nuclear e cada vez mais em física médica (LOS ALAMOS NATIONAL LABORATORY, 2013).

Ao longo dos últimos anos, a solução de problemas na área de ciências físicas e engenharia nuclear, utilizando as técnicas MC, tem crescido significativamente. Esse fenômeno pode ser notado pela crescente quantidade de publicações científicas nas últimas décadas.

2.4.2 GEANT4

O GEANT4 é um conjunto de ferramentas computacionais para simulação de transporte por métodos MC. Os processos físicos do GEANT4 abrangem um grande intervalo de energias,

desde fótons ópticos (250 eV) e nêutrons térmicos até altas energias como obtidas em experimentos com raios cósmicos e colisão de partículas (da ordem de 1 TeV). O mesmo processo físico pode ser tratado por implementações alternativas com diferentes intervalos de energia, acurácia e tempo computacional. As partículas que podem ser simuladas no GEANT4 incluem fótons, léptons, mésons, hádrons, íons e outras. As áreas de aplicação do GEANT4 incluem física nuclear, física de altas energias, aceleradores, física médica e ciência espacial (RODRIGUES et al., 2004; ASAI, 2011; CERN, 2013).

O GEANT4 foi escrito em C++, explorando técnicas avançadas da engenharia de software e programação orientada a objetos. Estes conceitos tornam-se importantes para o gerenciamento do código, ao uniformizar a interface para o desenvolvedor e ao criar princípios de organização de código comuns para todos os modelos físicos. Assim, o GEANT4 é continuamente atualizado, já que a implementação de novos métodos é facilitada pela pouca ou nenhuma necessidade de alteração do código fonte original. Além disso, o desenvolvimento de uma aplicação se torna modular e flexível. Os usuários podem customizar e controlar completamente o processo de simulação de modo a otimizar suas aplicações, permitindo carregar apenas os componentes necessários. A flexibilidade de configuração do GEANT4 é a característica chave para o uso do mesmo em diferentes campos de aplicação (XIAO et al., 2010; CERN, 2013).

Para realizar uma simulação no GEANT4 é necessário, basicamente, escrever os códigos descrevendo a geometria, os materiais utilizados, as partículas de interesse, os processos físicos de interação e uma função *main* que indica onde o programa iniciará e gerencia sua execução. O GEANT4 possui vários exemplos totalmente codificados que demonstram a implementação das classes necessárias para construir uma simulação personalizada (CERN, 2013).

Na classe *DetectorConstruction*, o usuário define a geometria de cada elemento estrutural do sistema através de três classes:

- *G4VSolid* (descreve a forma e as dimensões);
- *G4LogicalVolume* (especifica o material e os atributos de visualização);
- *G4PhysicalVolume* (determina o posicionamento e outras operações como translação e rotação).

E os materiais através das classes:

- *G4Isotope* (descreve as propriedades dos átomos: número atômico, número de núcleons, massa molar, etc.);

- *G4Element* (descreve as propriedades dos elementos: número atômico efetivo, massa molar efetiva, número de isótopos, etc.);
- *G4Material* (descreve as propriedades macroscópicas da matéria: densidade, temperatura, pressão, composição química, etc.).

Modelos geométricos de sólidos são pré-estabelecidos e estão disponíveis em biblioteca do código tais como: cubos, cilindros, cones, paralelepípedos, trapezoides, esferas, toros, policones, poliedros, elipsoides, etc. Também se torna possível construir novos sólidos a partir de sólidos simples, fazendo uso de operações booleanas, tais como: operações de união, interseção ou subtração.

Cada partícula é representada por sua própria classe, derivada da *G4ParticleDefinition*. De modo similar, os processos físicos de interação (por exemplo, interações eletromagnéticas) são derivados da classe *G4VProcess*. Na classe *PrimaryGeneratorAction*, o usuário define o estado inicial das partículas (energia, posição e direção) (CERN, 2013).

A simulação do transporte das partículas é dividida em quatro níveis: *run*, *event*, *track* e *step*. *Run* é o maior nível da simulação no GEANT4 e compreende o conjunto de todas as histórias pré-definidas. O nível *event* corresponde à simulação de uma história. *Track* está relacionado com a propagação da partícula entre duas interações, contém as informações dinâmicas (posição, energia, direção, etc.) e as estáticas (massa, carga, etc.) da partícula. O *step* é a unidade básica de simulação, contém as mudanças no *track* entre dois pontos (*PreStepPoint* e *PostStepPoint*). É neste nível que o valor da energia depositada é atualizado. Cada nível é representado por sua própria classe (*G4Run*, *G4Event*, *G4Track* e *G4Step*) (CERN, 2013).

O GEANT4 contém as classes necessárias para exibição da geometria e as trajetórias das partículas em tempo real de execução, através de interfaces de sistemas gráficos externos como: OpenGL, VRML, OpenInventor, Ray Tracer, WIRED, entre outros. Os processos físicos do GEANT4 descrevem como as partículas interagem com a matéria. Os processos físicos eletromagnéticos disponíveis no GEANT4 são: produção de pares, efeito fotoelétrico, efeito Compton, efeito Rayleigh, espalhamento múltiplo, espalhamento de Coulomb, Bremsstrahlung, ionização e aniquilação pósitron-elétron.

No desenvolvimento de uma aplicação, recomenda-se que o usuário use as classes construtoras dos modelos físicos de referência fornecidas pelo GEANT4. No caso de simulações com fótons, prótons, elétrons e pósitrons, três modelos físicos eletromagnéticos podem ser empregados: *Standard*, *Livermore* e *Penelope*. Tais modelos são baseados em modelos teóricos e adotam diferentes bases de dados de seções de choque e algoritmos de amostragem. A seguir

descreve-se cada um deles:

- **Standard** (*G4EmStandardPhysics*). Pode ser usado para energias no intervalo de 1 keV até 100 TeV. Há quatro opções do modelo Standard que possuem processos de diferentes modelos.
 - A opção 1 (*G4EmStandardPhysics_option1*) fornece um método de transporte de elétrons e pósitrons mais rápido, porém menos preciso (*UrbanMscModel93*).
 - A opção 2 (*G4EmStandardPhysics_option2*) possui métodos alternativos para o espalhamento Compton (*G4KleinNishinaModel*) e para distribuição angular de fótons bremsstrahlung (*G4Generator2BS*).
 - A opção 3 (*G4EmStandardPhysics_option3*) é indicado para simulações que exigem uma maior precisão, pois possui métodos para o espalhamento Rayleigh e para ionização (*G4IonParameterisedLossModel*).
 - A opção 4 (*G4EmStandardPhysics_option4*) combina os melhores modelos para simulações de alta precisão. Possui os seguintes métodos:
G4LivermorePhotoElectricModel, *G4LowEPComptonModel*,
G4PenelopeGammaConversionModel e *G4PenelopeIonisationModel*.
- **Livermore** (*G4EmLivermorePhysics*). Modelo baseado na base de dados de seções de choque para elétrons e fótons do LLNL (Lawrence Livermore National Laboratory).
- **Penelope** (*G4EmPenelopePhysics*). Baseado no código MC Penelope. A sua implementação tem especial atenção para a descrição do transporte e interação de fótons e elétrons na faixa de energia de 100 eV até 1 GeV, incluindo efeitos atômicos. Os processos são baseados numa abordagem que combina base de dados experimentais com modelos de seções de choque analíticas para diferentes mecanismos de interação.

No GEANT4, não é adotado uma energia de corte para o transporte das partículas, mas sim um limite de produção de partículas secundárias. Antes de iniciar uma simulação, o usuário deve determinar os limites de energia para produção de fótons, elétrons, pósitrons, etc. Abaixo desses limites, a energia correspondente à partícula secundária é depositada localmente.

As exceções para isso ocorrem quando o programa verifica que existe a possibilidade de uma partícula secundária alcançar um detector ou, no caso da produção de pares, quando o pósitron é sempre produzido para futura aniquilação. Esse limite de produção pode ser definido pelo método *SetCut()* da classe *G4VUserPhysicsList* e é determinado em termos da distância

mínima que ainda resta a ser percorrida pela partícula, a qual é convertida em energia para todos os materiais presentes na simulação.

2.4.3 MPI

O MPI é um protocolo para comunicação de processos independente de linguagem usado para computação paralela. No padrão MPI, os processos que constituem uma aplicação se comunicam por meio de funções para o envio e recebimento de mensagens entre eles. As vantagens mais importantes deste padrão são o alto desempenho e a portabilidade.

O desempenho é resultado direto das bibliotecas otimizadas disponíveis e do controle completo do usuário no ciclo de desenvolvimento dos programas. A portabilidade surge da API (*Application Programming Interface*) padrão e a existência de bibliotecas para uma vasta gama de máquinas. Em geral, um programa MPI pode ser executado tanto em máquinas de memória distribuída como compartilhada. Até hoje, o MPI continua a ser o padrão dominante usado em computação paralela de alto desempenho (OLIVEIRA, 2016).

2.4.4 Espaço de Fase

O Espaço de Fase (PhSp) é definido como um conjunto de informações sobre o estado das partículas representativas de uma fonte de radiação para tratamento radioterápico. Essas informações incluem energia, posição, direção, tipo e origem da partícula e peso estatístico (OLIVEIRA, 2016).

A obtenção do PhSp em simulações MC é realizada definindo-se uma região de detecção (ou volume sensível) que armazene as informações das partículas que a atravessem. Geralmente, essa região é um plano circular ou retangular localizado de forma estratégica a fim de otimizar o tempo computacional. Contudo, deve-se prestar atenção à quantidade de partículas armazenadas no PhSp para que haja uma amostragem suficiente para obter a precisão esperada (OLIVEIRA, 2016).

Este aplicativo implementado no GEANT4 foi criado por Cortés-Giraldo e colaboradores, os quais desenvolveram duas classes para leitura e escrita de Espaço de fase disponibilizado pela IAEA em aplicativos do Geant4, usando as subrotinas disponibilizadas pela IAEA. A classe de leitura utilizada para gerar as partículas armazenadas no espaço de fase e outra classe de escrita utilizada para obter as informações necessárias para preenchê-lo (OLIVEIRA, 2016).

3 MATERIAIS E MÉTODOS

A pesquisa foi realizada no Centro Regional de Ciências Nucleares do Nordeste (CRCN-NE), tendo como base o acelerador cíclotron e instalações presentes no instituto, porém o estudo realizado permite a implementação dos feixes neutrônicos monoenergéticos a partir de qualquer acelerador tipo cíclotron.

Para isso, o trabalho foi dividido em etapas:

- Projetar um sistema computacional de produção de feixes monoenergéticos baseado em métodos Monte Carlo;
- Estudar o comportamento do alvo de Berílio-9 e LiF frente ao bombardeamento de feixes iniciais de prótons ou deutérios por um acelerador tipo cíclotron. O alvo de berílio-9 foi escolhido devido aos estudos oriundos da literatura;
- Validar a simulação realizada, caracterizando os feixes neutrônicos monoenergéticos e obtendo o espectro e a dose dos pontos medidos.

3.1 Desenvolvimento do sistema de produção de feixes monoenergéticos por meio de simulação computacional pelo método Monte Carlo (MC)

Em virtude das dificuldades que envolvem a utilização de nêutrons, bem como a ausência de feixes neutrônicos monoenergéticos estarem disponíveis, o método MC torna-se de suma importância para a investigação das interações das partículas com a matéria e para a elaboração de arranjos experimentais.

A simulação computacional para o presente estudo foi realizada por meio do *toolkit* do GEANT4 utilizando geometrias e posicionamentos distintos do alvo para melhor compreensão dos fenômenos físicos a serem estudados. A partir de prótons de 3 à 18 MeV ou deutérios de 9 MeV, os quais colidiram com um alvo de berílio-9, os feixes neutrônicos são gerados e possuem suas energias e intensidade determinados. Assim, torna-se possível a construção futura de um arranjo experimental.

3.1.1 Desenvolvimento do aplicativo em Monte Carlo

O aplicativo MC consistiu na criação de um arquivo de Espaço de Fase (*PhaseSpace – PhSp*), apresentado na seção 2.4.4, através de um modelo de interações hadrônicas adaptado do modelo *hadronic* denominado de *qNeutronBeam*.

O aplicativo MC foi construído em ambiente de desenvolvimento do Geant4 (versão 10.1) e foi executado através de computação paralela, no qual foi utilizado o MPI¹ (*Message Passing Interface*).

3.2 Estudo para Validação do Experimento Computacional

Para iniciar a validação das simulações apresentadas neste trabalho, se fez necessário realizar um estudo a respeito dos vários modelos de processos físicos que compõem o GEANT4. O foco, portanto, deve ser as diferenças dos modelos hadrônicos, pois este estudo envolve interações de prótons ou dêuterons com diferentes materiais. Assim sendo, alguns modelos hadrônicos foram testados:

- Precompound model: este modelo foi adotado neste trabalho, já que o código veio originalmente do exemplo de hadronterapia Geant4. A diferença em relação ao modelo utilizado foram os valores de corte para os elétrons. Todos os modelos juntos formam um banco de dados físicos utilizados pelo Geant4 e as opções hadrônicas ativadas para as simulações foram: Dispersão Elástica para todos os hádrons e íons. Dispersão inelástica: pré-composto + evaporação (modelo de evaporação generalizada) para prótons, nêutrons e píons.
- QGSP-BIC-HP: Este pacote usa *Geant4 Binary Cascade (BIC)* para prótons primários e nêutrons com energias abaixo de 10 GeV. Além disso, possui a biblioteca de nêutrons de alta precisão (HP - *HighPrecision*) para simular o transporte de nêutrons abaixo de 20 MeV até às energias térmicas.
- QGSP-BERT-HP: Este é outro pacote de Geant4, que usa a cascata de Bertini para prótons primários, nêutrons, píons e kaons abaixo de 10 GeV. Como o nome do pacote indica, ele também tem a biblioteca de nêutron de alta precisão.

¹ *Message Passing Interface (MPI)* é um padrão para comunicação de dados em computação paralela. Existem várias modalidades de computação paralela, e dependendo do problema que se está tentando resolver, pode ser necessário passar informações entre os vários processadores ou nodos de um cluster, e o MPI oferece uma infraestrutura para essa tarefa.

- QBBC: Este modelo foi criado para aplicações espaciais, radiobiologia e radioproteção. Ele inclui combinações de modelos BIC, BIC-Ion, BERT, CHIPS, QGSP e FTFP e tem maior precisão do que os outros para muitas interações hadron-íon e íon-íon em uma ampla gama de energia.
- INCLXX: Esta é uma lista de física experimental que usa o modelo de cascata Intranuclear de Liege (INCL++) para executar reações induzidas por próton, nêutron e pión abaixo de 3 GeV, em vez de BERT ou BIC. INCL++ também é usado para reações induzidas por núcleos leves (até $A = 18$).

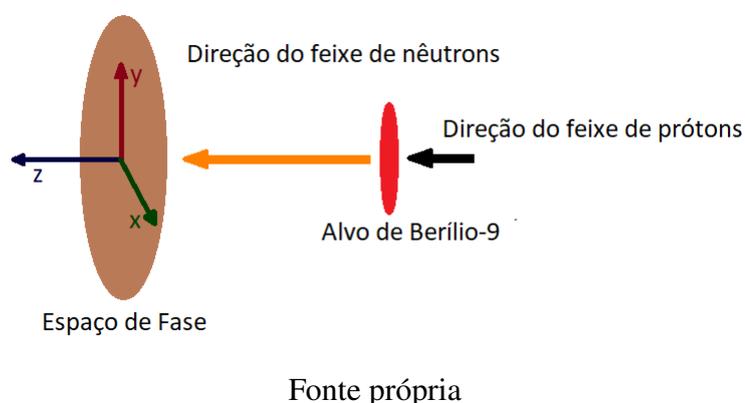
A partir desse estudo foi possível determinar que o modelo hadrônico Precompound model melhor se adequou aos moldes aplicados para a realização deste trabalho.

3.3 Desenvolvimento da geometria do experimento

O *qNeutronBeam* foi modelado a partir do exemplo hadrônico descrito como modelos integrantes do GEANT4 versão 10.1.3. Nesse exemplo consta interações hadrônicas elásticas e inelásticas de partículas, tais como, prótons, dêuterons e também interações neutrônicas. E também para a construção desta modelagem foi levado em consideração as contribuições dos neutrons espalhados e retroespalhados.

A figura 15 mostra um esquema desenvolvido para a modelagem utilizada para a obtenção dos feixes de nêutrons.

Figura 15 – Esquema da modelagem MC do feixe de nêutrons



Fonte própria

3.3.1 Desenvolvimento da geometria do Feixe Primário de Prótons ou Dêuterons

O desenvolvimento da geometria do feixe primário de prótons ou dêuterons foi determinada a partir de suas características. Assim a elaboração do código torna-se imprescindível para que o comportamento do feixe seja semelhante ao apresentado em aceleradores tipo cíclotron.

3.3.1.1 Características do Feixe Primário

Os feixes primários de prótons ou dêuterons têm distribuições próximas a gaussianas. Informações fornecidas pelo fabricante IBA indicam que o FWHM² a 30 cm após a saída do cíclotron é de 10 mm. De acordo com a mesma fonte, este FWHM contém 80% dos prótons ou 70% dos dêuterons. Para procedimentos experimentais a serem realizados em configurações fora do raio do cíclotron, o percurso do feixe deve ser prolongado, sendo necessário o uso de ferramentas, como pólos magnéticos, para a correção desse feixe (GHITHAN, 2014; IBA, 2017).

3.3.1.2 Código do feixe primário

Para a construção do feixe primário foi necessário implementar as informações fornecidas pelo IBA, sendo assim foi inserido no código tais características. O fragmento do código apresentado na figura 16 representa a construção do feixe primário de prótons ou dêuterons.

Figura 16 – Construção do feixe primário

```
//....ooo00000ooo.....ooo00000ooo.....ooo00000ooo.....ooo00000ooo.....
void PrimaryGeneratorAction::GeneratePrimaries(G4Event* anEvent)
{
    FwhmP = 1.5*mm; //1.5*mm;
    strP = FwhmP / sqrt(8*log(2));

    RoX = std::fabs(CLHEP::RandGauss::shoot(0.0, strP));
    AlfaX = G4UniformRand()*twopi;

    RoY = std::fabs(CLHEP::RandGauss::shoot(0.0, strP));
    AlfaY = G4UniformRand()*twopi;

    fParticleGun->SetParticlePosition(G4ThreeVector(RoX*std::sin(AlfaX),
    RoY*std::cos(AlfaY), z0));

    fParticleGun->GeneratePrimaryVertex(anEvent);
}
//....ooo00000ooo.....ooo00000ooo.....ooo00000ooo.....ooo00000ooo.....
```

Fonte própria

² Largura à meia altura, algumas vezes referida como FWHM (do inglês *full width at half maximum*) é um parâmetro de uma curva ou função referente ao seu "abaulamento"; tal largura é dada pela diferença entre dois valores extremos de uma variável independente no qual ela, a função, atinge metade de seu valor máximo. FWHM é utilizado em fenômenos como duração de pulso de ondas e largura espectral de fontes em comunicações e resolução de espectrômetros (WEISSTEIN, 2017)

3.3.2 Desenvolvimento da geometria do sistema de Alvo

O Berílio-9 é o material mais empregado na confecção dos alvos para a produção de feixe neutrônicos monoenergéticos. Isso ocorre devido à sua alta seção de choque, e também a outras propriedades físico-químicas, tornando-o ideal para o uso, inclusive, em técnicas de NCT³. Porém o LiF-700 também foi utilizado para a construção de um alvo.

3.3.2.1 Características do Alvo

O alvo foi utilizado na simulação em formato de um disco com diâmetro de 35 mm, e espessuras descritas na tabela 4.

Tabela 4 – Espessuras para o alvo de Be-9 utilizadas para realização do experimento computacional em função dos intervalos de energia

Alvo	E (MeV)	Espessura do Alvo (mm)
Berílio- 9	3 a 7 (prótons)	0,5
	8 a 10 (prótons)	1,0
	11 a 13 (prótons)	1,5
	14 a 16 (prótons)	2,0
	17 a 18 (prótons)	2,5
Berílio-9	9 (dêuterons)	2,5
LiF-700	18 (prótons)	2,5

Os códigos a seguir fazem parte do *DetectorConstruction* parte fundamental para a criação da geometria do alvo, e são apresentados nas figuras 17.

³ A terapia de captura de nêutrons (NCT do inglês (*Neutron Capture Therapy*) é uma modalidade terapêutica não invasiva para o tratamento de tumores malignos invasivos localmente, como tumores cerebrais primários e câncer recorrente de cabeça e pescoço.

Figura 17 – Construção do Alvo

```
// Target //
EspTarget = 5.0*mm;
RaioTarget = 35.0*mm;
PosZTarget = 0.0*mm;
```

(a) Descrição das dimensões do alvo

```
//-----
// Target
//-----
G4Tubs* Target = new G4Tubs("Target", 0, RaioTarget, 0.5*EspTarget, 0.*deg, 360.*deg);
TargetVL      = new G4LogicalVolume(Target, MatTarget, "Target");
TargetVF      = new G4PVPlacement(0, G4ThreeVector(0.,0.,PosZTarget), TargetVL, "TargetPV", MundoVL, false, 0);

VisAtt = new G4VisAttributes(G4Colour(1.0, 0.0, 1.0)); //Magenta
VisAtt->SetVisibility(true);
TargetVL->SetVisAttributes(VisAtt);
```

(b) Inserção do alvo na geometria do mundo

Fonte própria

3.3.3 Desenvolvimento da geometria do sistema de detecção

O sistema de detecção o qual foi utilizado é o espaço de fase (Figura 18) por permitir que os dados coletados possam ser analisados bem como utilizados em outra fase de simulação, assim reduzindo o tempo computacional.

Figura 18 – Descrição do Espaço de Fase

```

PhaseSpace::PhaseSpace()
:Particles(0)
{
    FileName = "PhSp-qNeutronBeam.bin";
    nStat = 1;
    WidthVol = 0;
    ZVol = 0;
    nParts = 0;
    nTotalHists = 0;
    nTotalParts = 0;
    nMaxNaMemoriaRam = 1e6;
    Particles = new SParticle[nMaxNaMemoriaRam];
}

PhaseSpace::~PhaseSpace()
{}

void PhaseSpace::OpenPS()
{
    std::fstream file1(FileName, std::ios::out | std::ios::binary);
    file1.setf( std::ios::scientific, std::ios::floatfield );
    file1 << "Phase Space" << G4endl;
    file1 << WidthVol << G4endl;
    file1 << ZVol << G4endl;
    file1 << "X (mm),\tY (mm),\tDirX,\tDirY,\tDirZ,\tEnerg (MeV),\tWeight,\tType,\tnStat" << G4endl;
    file1.close();
}

void PhaseSpace::SavePS()
{}

void PhaseSpace::SetParticulas(G4ThreeVector &Pos, G4ThreeVector &Dir, G4float Energ, G4float Weight, G4int Type)
{
    Particles[nParts].Pos = Pos;
    Particles[nParts].Dir = Dir;
    Particles[nParts].Energ = Energ;
    Particles[nParts].Weight = Weight;
    Particles[nParts].Type = Type;
    Particles[nParts].nStat = nStat;

    nParts++;
    nTotalParts++;
    nTotalHists += nStat;
    nStat = 0;

    if (nParts == nMaxNaMemoriaRam) SavePS();
}

void PhaseSpace::EndOfRun()
{
    SavePS();
    G4cout << ">> Total of Particles = " << nTotalParts << G4endl;
}

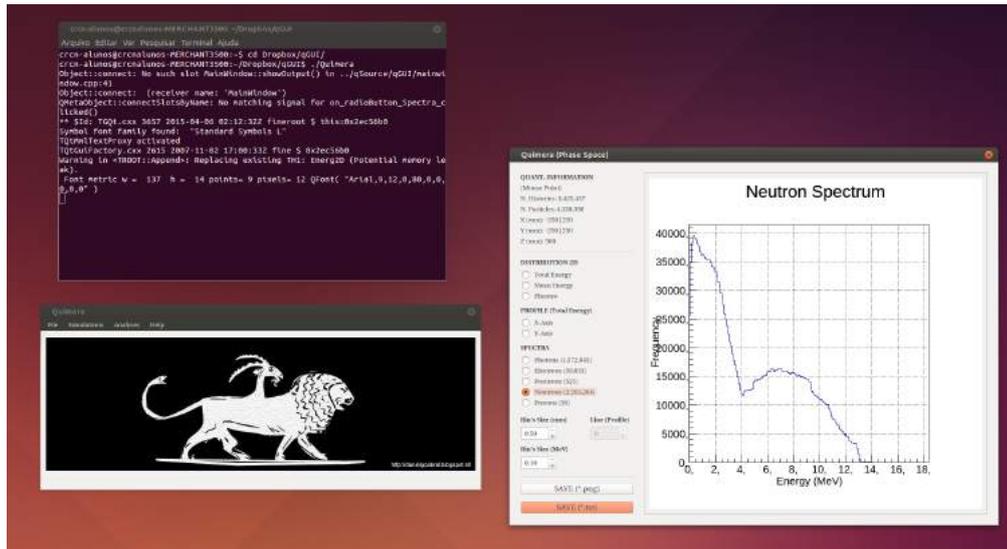
```

Fonte própria

3.4 Análise dos Resultados

Para analisar os resultados foi utilizado o software Quimera, figura 19, desenvolvido por Oliveira (2016), através do qual foi possível obter as contagens das partículas armazenadas no espaço de fase.

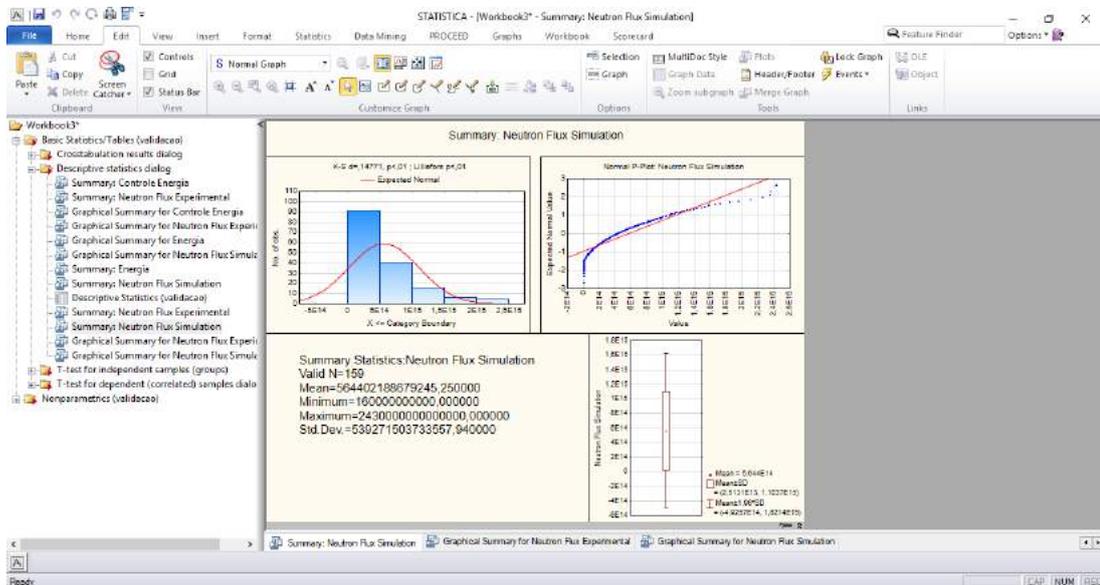
Figura 19 – Interface do Quimera



Fonte própria

Já para a validação estatística dos resultados analisados foi utilizado o software STATISTICA versão 12, figura 20, que foi utilizado para a realização de um teste t pareado (STATISTICA, 2017).

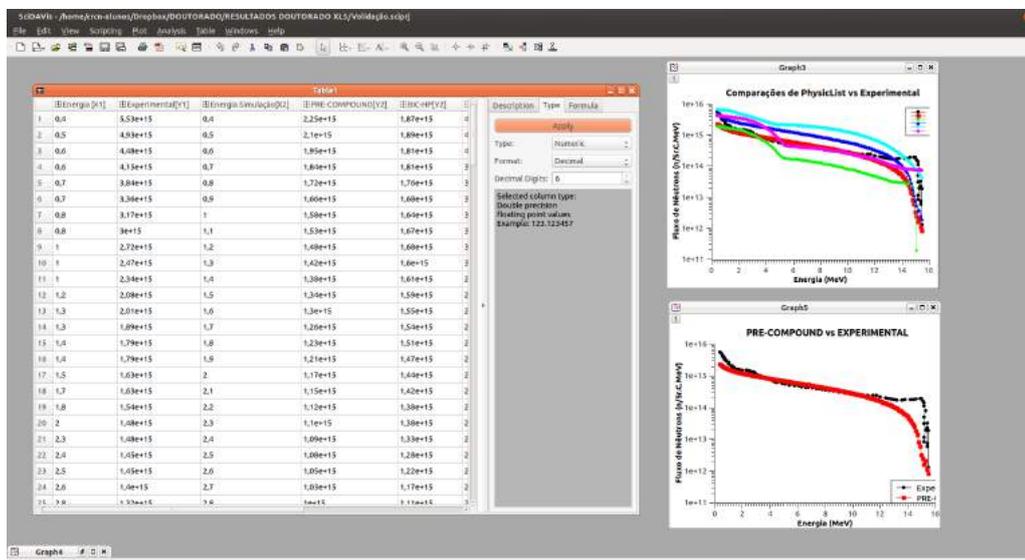
Figura 20 – Interface do STATISTICA



Fonte própria

E para a elaboração dos gráficos, o software livre SciDAVis, figura 21, foi utilizado (STANDISH, 2017).

Figura 21 – Interface do SciDAVis



Fonte própria

4 RESULTADOS E DISCUSSÃO

Os resultados obtidos a partir do GEANT4 foram comparados com os adquiridos em outros trabalhos da comunidade científica. Assim, pode-se analisar a eficiência do modelo computacional criado para este estudo, e conseqüentemente criar melhorias e melhores ajustes para a realização de um modelo experimental a ser desenvolvido em um outro momento.

O alvo empregado foi desenvolvido em condições semelhantes aos trabalhos analisados, tais como o trabalho de Brede e colaboradores (1981), Pinto (2015), Shin e colaboradores (2015), dentre outros. O berílio-9 foi o material escolhido, porque possui uma alta empregabilidade em diversas técnicas como NCT, por exemplo (KHORSHIDI, 2016; TERRÓN et al., 2013).

4.1 Validação da geometria do sistema de produção de feixes monoenergéticos

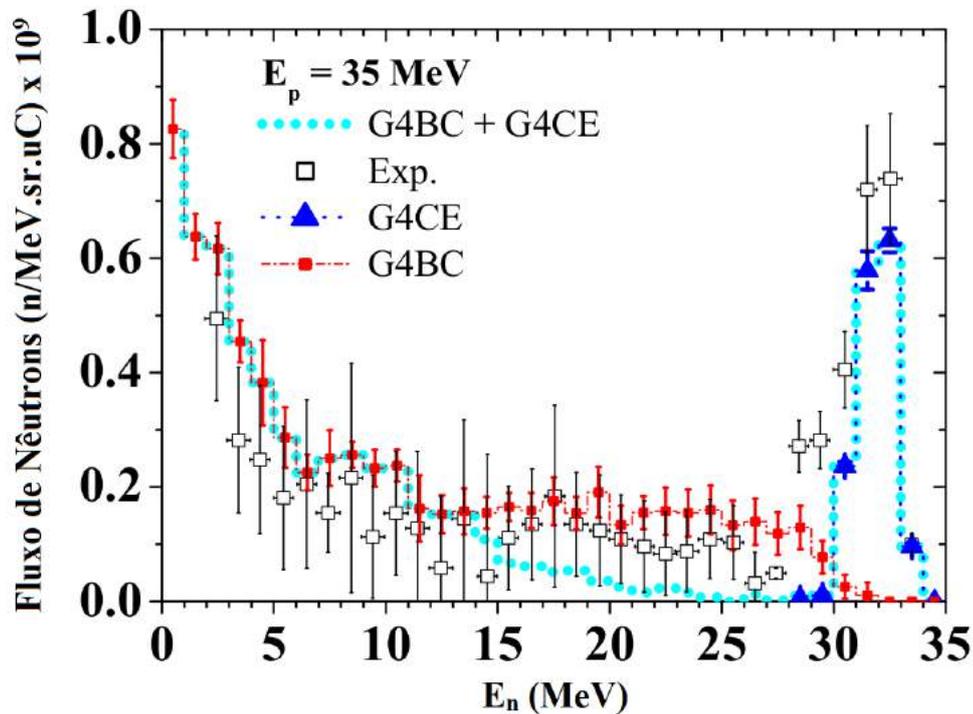
A validação se deu através da comparação entre os resultados obtidos e os dados apresentados por Brede e colaboradores (1981), mas para isso as características do feixe primário e alvos foram desenvolvidas em condições semelhantes ao trabalho analisado. Outros fatores como espalhamento/retroespalhamento de nêutrons puderam ser considerados neste estudo, apresentado uma maior confiabilidade dos resultados encontrados.

A validação teve início através da avaliação dos *PhysicLists*. Esse estudo foi importante para o avaliação do comportamento do espectro, isso porque cada *PhysicLists* contém informações diferenciadas a respeito das interações hadrônicas.

Sendo assim, baseado no estudo de Shin e Park (2015) foi desenvolvido uma “mesclagem” de diferentes *PhysicLists*. E ainda no referido estudo, Shin e Park apresentaram na figura 22 o espectro de nêutrons à 0° para 35 MeV de prótons sobre um alvo de 0,1 cm de Berílio-9. Os quadrados abertos, os triângulos azuis e os quadrados vermelhos representam os dados experimentais, os resultados G4CE e os resultados G4BC, respectivamente. A linha pontilhada representa os valores do Fluxo de nêutrons calculados usando G4BC + G4CE.

Porém, como apresentado na figura, para regiões abaixo de 20 MeV, as contribuições oriundas dessa mesclagem não são significativas e dessa forma este estudo não foi aplicado no presente trabalho.

Figura 22 – Espectro dos Nêutrons à 0° para 35 MeV



Fonte: (SHIN; PARK, 2015)

Isso reforça a ideia de que o uso das ferramentas do próprio toolkit do GEANT4 permite a realização desse trabalho, sem que haja necessidade de adendos nas bibliotecas hadrônicas fornecidas pelo código da simulação computacional.

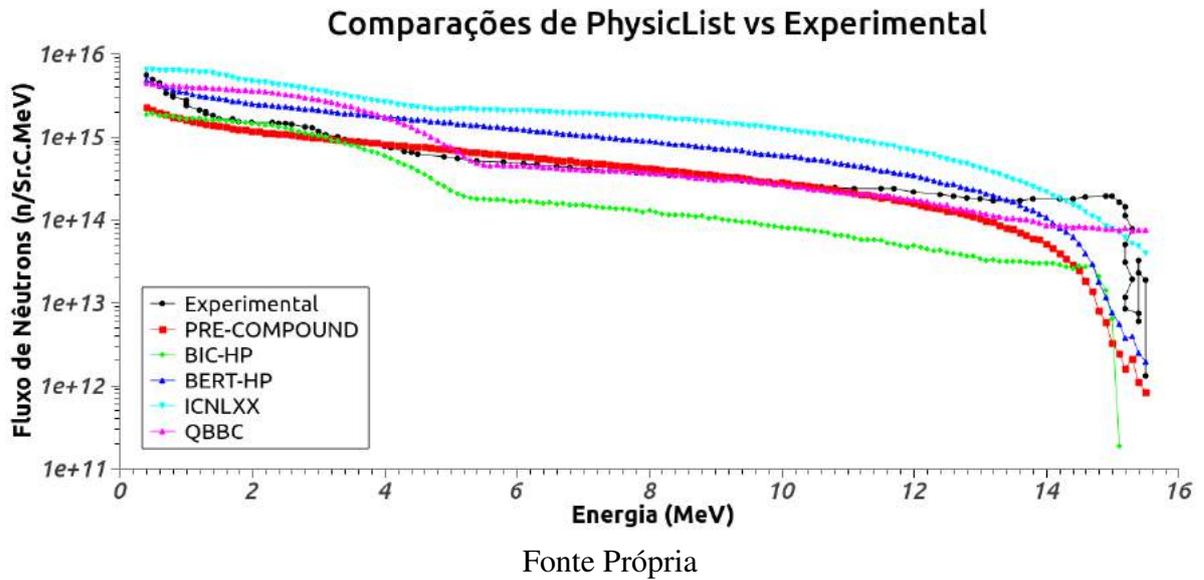
A tabela 5 apresenta a comparação do trabalho realizado por Shin e Park com trabalhos desenvolvidos na área (Kamada e colaboradores, 2011), bem como uma intercomparação entre as bibliotecas hadrônicas existentes no GEANT4, demonstrando que correlações entre bibliotecas de interações nucleares, apesar de apresentar melhorias, ainda apresentam valores muito próximos, apresentados anteriormente na figura 22.

Tabela 5 – Correlação entre dados experimentais e os resultados obtidos por Shin e Park (2015)

E_p (MeV)	G4BC	G4BC+G4CE	Shin e Colaboradores
20	$0,67 \pm 0,05$	$0,77 \pm 0,03$	$0,84 \pm 0,04$
25	$0,70 \pm 0,05$	$0,71 \pm 0,03$	$0,99 \pm 0,04$
30	$0,67 \pm 0,04$	$0,67 \pm 0,03$	$0,97 \pm 0,04$
35	$0,82 \pm 0,04$	$0,84 \pm 0,04$	$1,13 \pm 0,05$

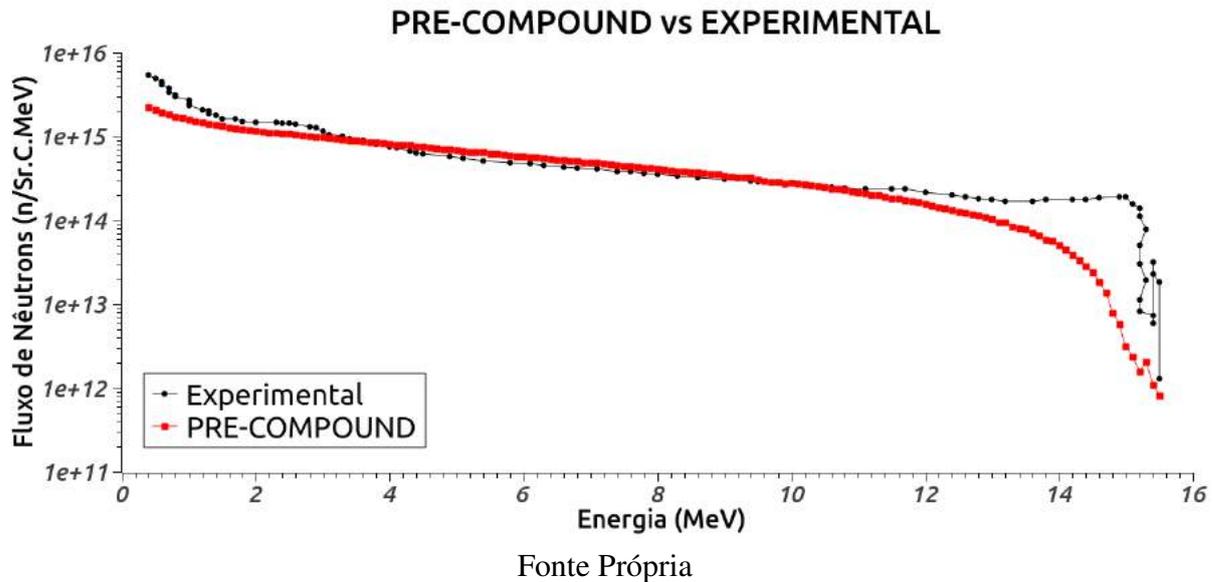
Visto isso, na figura 23 observa-se o comportamento espectral dos *PhysicLists* analisados.

Figura 23 – Avaliação de *PhysicLists* comparado com modelo de Brede e colaboradores (experimental)



Mediante esse estudo, a análise dos resultados demonstrou que a melhor curva para a realização deste estudo obtido através do *PhysicList* denominado de PRE-COMPOUND. A figura 24 mostra a comparação entre o *PhysicLists* segundo dados obtidos neste trabalho para o alvo de Berílio-9 e os dados experimentais obtidos através da literatura (Brede e colaboradores, 1981).

Figura 24 – Determinação do *PhysicList* para a realização do presente estudo



A validação foi demonstrada através do teste T pareado e correlações lineares da distribuição de dados apresentados na tabela 6 e na figura 25.

Nelas, pode-se observar a comparação entre o grupo controle e os dados obtidos simulados

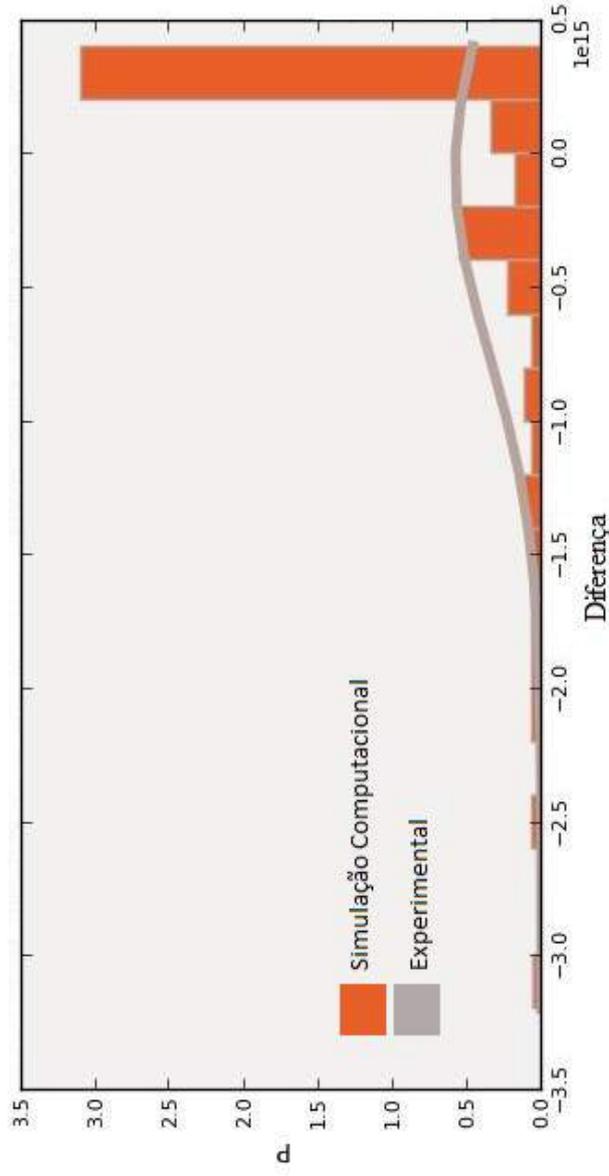
em condições semelhantes para um intervalo de confiança de 95%. E apesar das médias e o desvios padrões das amostras apresentarem divergências, a figura 25 demonstra que cerca de 70% dos dados obtidos neste trabalho encontram-se em conformidade com o trabalho de Brede e colaboradores. Já os pontos outliers encontrados na figura 25 são devido as características únicas na formação do feixe primário de prótons, distintos em ambos os trabalhos.

Tabela 6 – Resultado do Teste T Pareado, dados Brede e colaboradores vs dados da simulação computacional

Grupo	N	Média	Intervalo de Confiança (95%)	Desvio Padrão	Mínimo	Máximo
Fluxo de Nêutrons Experimental (Brede e colaboradores)	92	9,437E+14	7,021E+14 - 1,185E+15	1,286E+12	1,285E+12	5,526E+15
Fluxo de Nêutrons Simulado	92	8,789E+14	7,747E+14 - 9,831E+14	5,099E+12	3,273E+14	2,428E+15

Fonte Própria

Figura 25 – Diferenças entre os dados Brede e colaboradores vs simulados

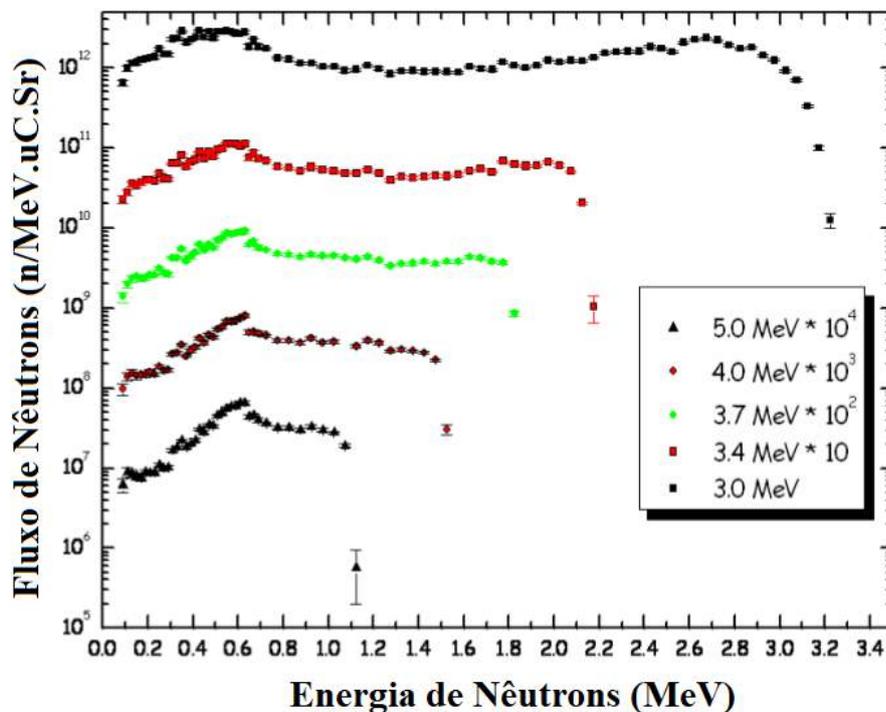


Fonte Própria

4.2 Resultados dos espectros dos feixes neutrônicos a 0° obtidos com o método Monte Carlo

O único isótopo que possui menor energia de ligação de nêutrons (1,67 MeV) que qualquer outro isótopo estável é o Berílio-9, devido a tal característica este isótopo foi escolhido para o desenvolvimento deste trabalho. Como resultado, a reação do Berílio-9 sob o bombardeamento de prótons pode ocorrer para energias incidentes acima de 1,85 MeV. Embora esta energia esteja abaixo do limiar da reação que ocorre a partir de 2,059 MeV, o rendimento de nêutrons abaixo do limiar (p,n) é muito baixo, indicando uma seção transversal extremamente pequena nesta região de energia. A curva de rendimento de produção de nêutrons para energias de bombardeamento superiores a 3 MeV possui características de que a seção de choque tornou-se mais evidentes e superior ao comportamento de ressonância (MARION; LEVIN, 1959). Assim, baseado em estudos de seção de choque próximos ao limiar da reação do Berílio-9, Howard e colaboradores (2001) desenvolveram uma técnica de produção de feixes neutrônicos a partir de um acelerador Van de Graaff, o qual possui a capacidade de acelerar partículas como prótons e dêuterons a baixas energias (3 a 5 MeV). Dessa forma o espectro de nêutrons para energias de 3 a 5 MeV de prótons é apresentado figura 26.

Figura 26 – Fluxo de nêutrons de um alvo de Be-9 obtidos por Howard e colaboradores



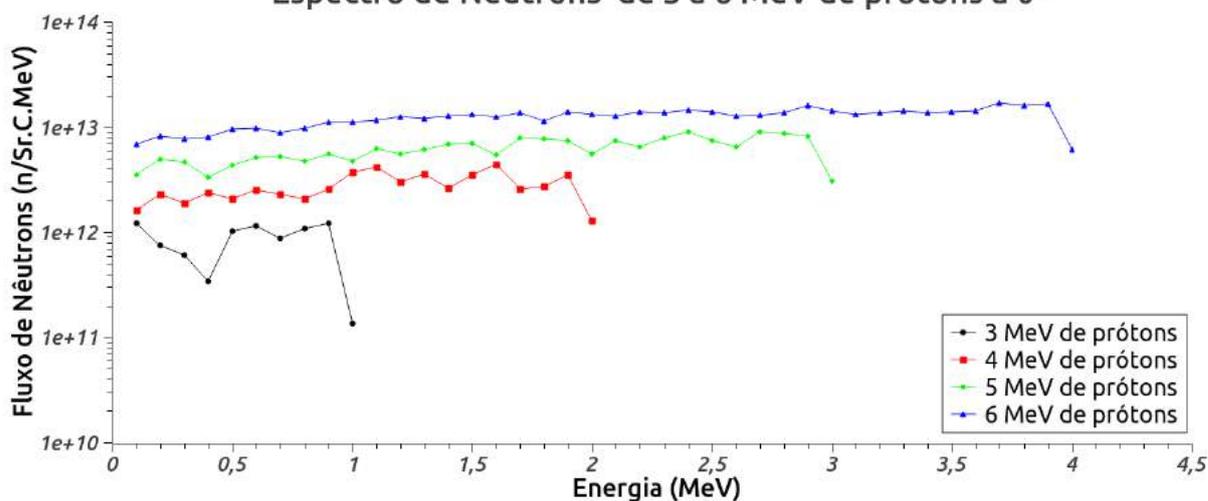
Fonte: (HOWARD et al., 2001)

Como observado no trabalho de Howard e colaboradores (2001), as curvas possuem um pico característico na faixa de 0,6 MeV para as energias estudadas. Isso se deve ao comportamento ressonante dos nêutrons correspondentes às faixas energéticas estudadas.

Já neste trabalho, não foi possível evidenciar tal comportamento, como demonstrado na figura 27. Apesar de possuírem geometrias semelhantes, os feixes de prótons incidentes possuem características bastantes distintas, no experimento de Howard, as partículas são aceleradas através de um acelerador do tipo Van de Graaff, sob uma corrente contínua de 4 mA e uma tensão de 4,5 MV. Em contrapartida, este trabalho visou o uso de aceleradores multipropósito do tipo cíclotron de 18 MeV por serem mais difundidos comercialmente, e por não possuírem informações em literatura, no qual possuem como características para acelerar partículas a corrente alternada de 150 μ A e tensão por eletrodo de 32 kV.

Figura 27 – Fluxo de nêutrons de 3 a 6 MeV

Espectro de Nêutrons de 3 a 6 MeV de prótons a 0°

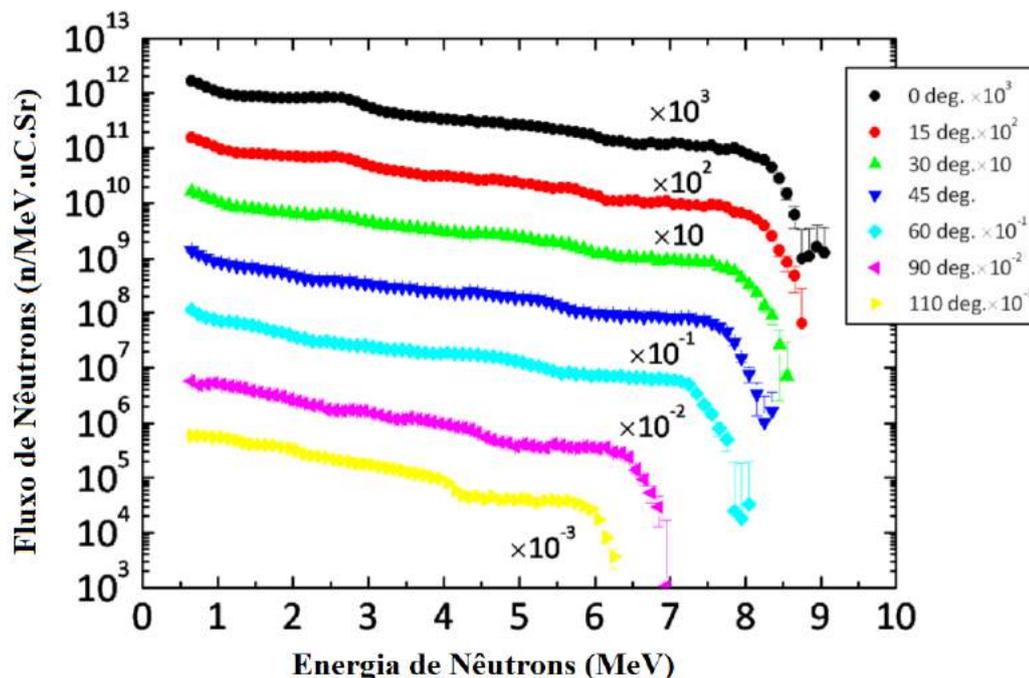


Fonte Própria

Isso reforça ainda mais a necessidade de estudos mais aprimorados na faixa energética de 3 a 6 MeV, utilizando outros tipos de aceleradores como o proposto por este trabalho.

Kamada e colaboradores (2011) em seu trabalho também observou a presença dos nêutrons de ressonância para a energia de 11 MeV de prótons incidentes, como observado na figura 28, porém foram realizadas extrapolações para que os resultados pudessem ser comparados aos realizados por Howard e colaboradores (2001).

Figura 28 – Resultados do espectro de $\text{Be}^9(p,xn)$ à 11 MeV de prótons incidentes



Fonte: (KAMADA et al., 2011)

Já no presente trabalho, ficou evidenciado que a presença dos nêutrons de ressonância tornaram-se perceptíveis a partir da faixa energética de 7 a 18 MeV de prótons incidentes a 0° , como demonstrado na figura 29. Isso ocorreu devido as características dos feixes de prótons incidentes, como apresentados anteriormente, visto que a espessura e o material do alvo foram semelhantes.

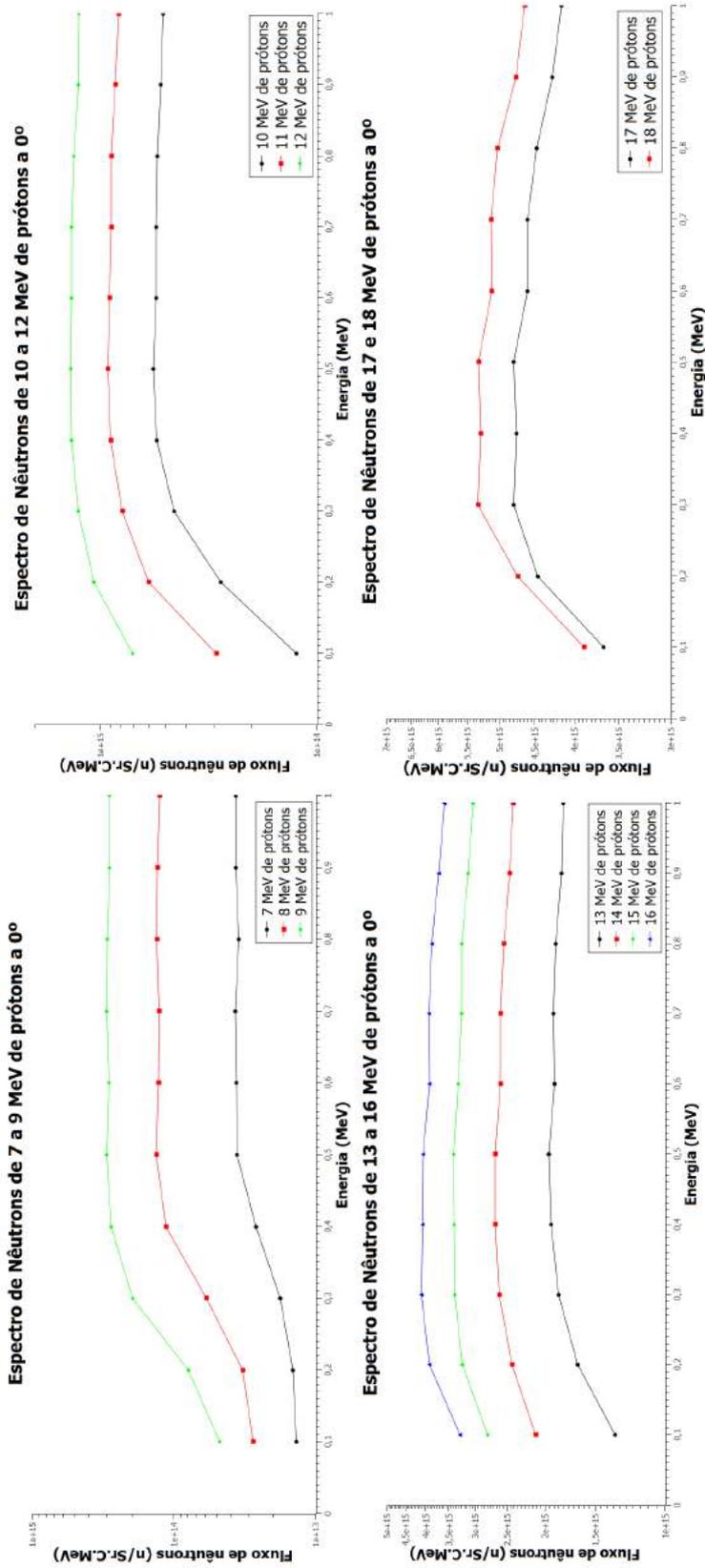
Outro ponto a ser salientado é a de detecção dos nêutrons, que em ambos trabalhos de Howard e colaboradores (2001) e de Kamada e colaboradores (2011) foram utilizados o TOF¹ (*Time Of Flight*), e neste trabalho o método de detecção dos nêutrons utilizado foi o semelhante ao apresentado no trabalho de Pinto (2010), o qual utilizou um detector perfeito (Espaço de fase).

É importante deixar claro que o Espaço de Fase foi utilizado como detector absoluto, sendo responsável por contabilizar toda e qualquer partícula que ultrapassar uma determinada região. Que posteriormente pode ser analisada através do software Quimera, o qual é responsável por filtrar e quantificar as partículas desejadas. Vale lembrar que o espaço de fase foi posicionado

¹ O tempo de voo (TOF) é o tempo que esse objeto precisa percorrer uma distância através de um meio. A medida deste tempo (ou seja, o tempo de voo) pode ser usada para um padrão de tempo (como uma fonte atômica), como forma de medir a velocidade ou o comprimento do caminho através de um dado meio, ou como forma de aprender sobre a partícula ou meio (como composição ou taxa de fluxo). O objeto de viagem pode ser detectado diretamente (por exemplo, detector de íons na espectrometria de massa) ou indiretamente (por exemplo, dispersão de luz a partir de um objeto na doppler a laser).

a uma distância de 50 cm após o alvo de Berílio-9, tais discrepâncias entre os trabalhos podem justificar os comportamentos apresentados pelos espectros.

Figura 29 – Fluxo de nêutrons de 7 a 18 MeV

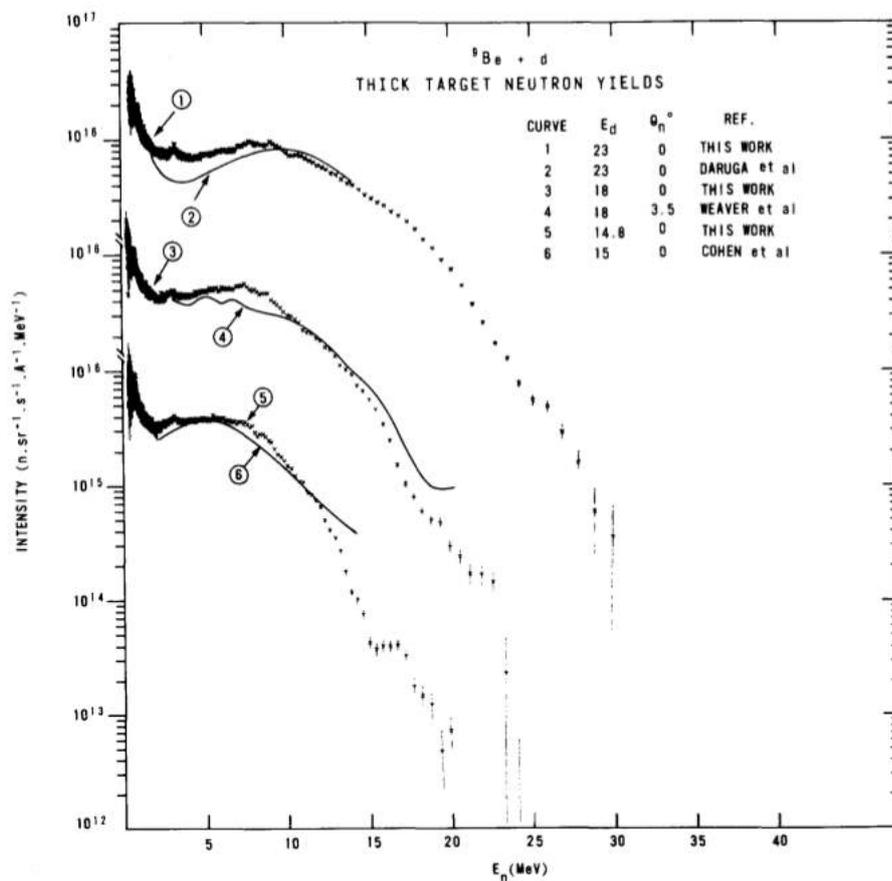


Fonte Própria

É importante ressaltar que em trabalhos realizados por Lone e colaboradores (1977) relatam o comportamento observado pelos espectros de nêutrons que sofrem influência desde a eficiência do detector, nêutrons de espalhamento e até mesmo sofrer contribuições dos feixes de prótons. Assim como sugerido nas figuras 30 e 31 de Lone e colaboradores (1977) e ratificado em sua conclusão que o uso de aceleradores tipo cíclotron propiciam uma melhor distribuição do espectro de nêutron, acarretando em um espectro com menos contribuições de fatores externos, devido as características da formação do feixe primário de prótons.

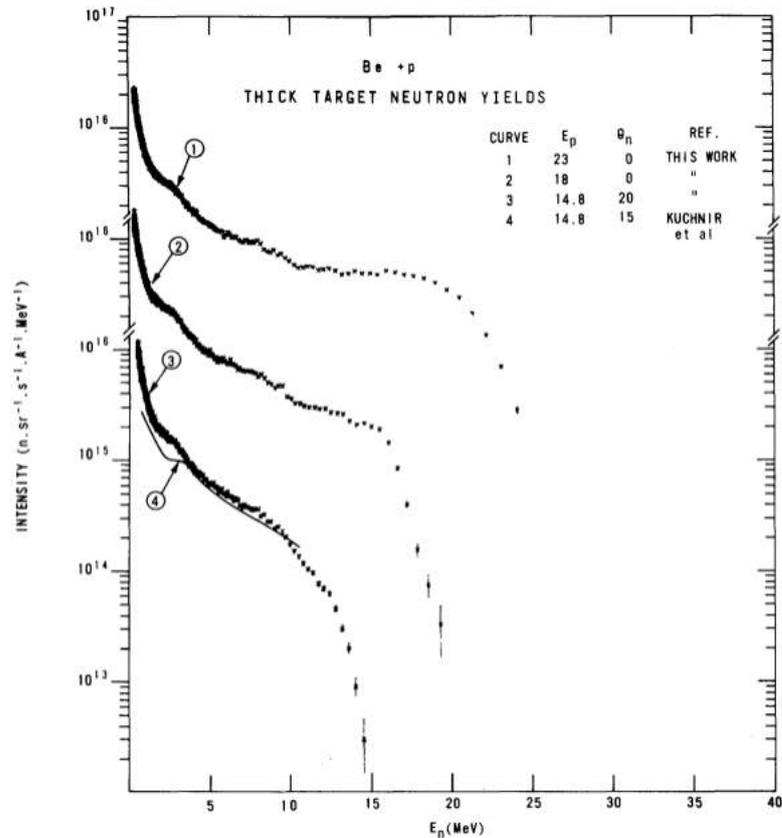
Também foram realizados estudos utilizando energias de 9 a 23 MeV para feixes de prótons e de 3 a 23 MeV para energias de dêuterons oriundas de um acelerador Van der Graaff, experimento repetido, décadas depois, por Howard com energias de 3 a 5 MeV para os feixes de prótons e discutido anteriormente.

Figura 30 – Distribuições do espectro de nêutrons das reações de ${}^9\text{Be}(d,n)$



Fonte: (LONE et al., 1977)

Figura 31 – Distribuições do espectro de nêutrons das reações de ${}^9\text{Be}(p,n)$



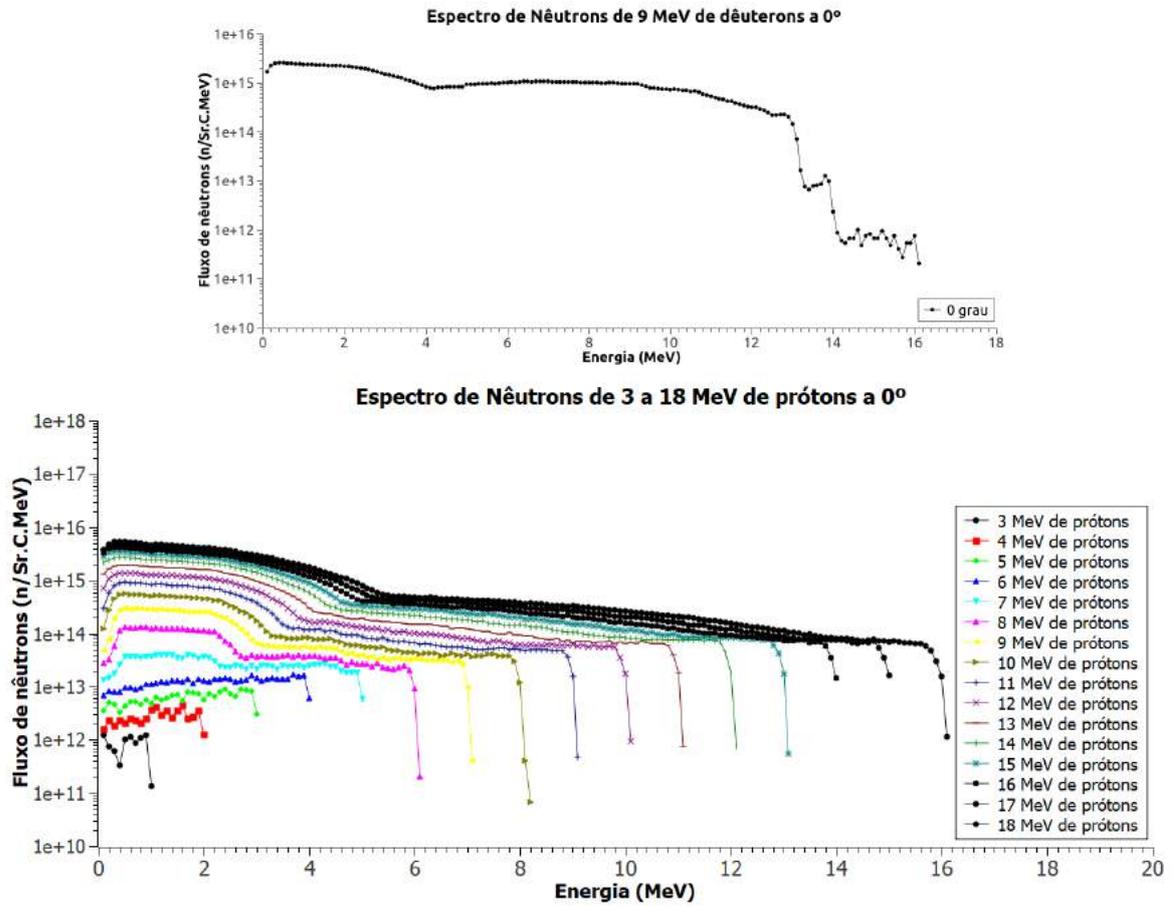
Fonte: (LONE et al., 1977)

Já neste trabalho ficou demonstrado que as distribuições dos espectros neutrônicos sofreram menores contribuições dos nêutrons espalhados devido a melhor colimação dos feixes primários. Estas distribuições podem ser observadas nas figuras 32. A Figura 32 apresenta o espectro do feixe de nêutrons a 0° para as energias de prótons de 3 a 18 MeV para o alvo de Berílio-9.

Já Brede e colaboradores (1981) ratificaram os comportamentos relatados por Lone em seus trabalhos estendendo o estudo para energias superiores a 30 MeV. Observa-se na figura 33(a) a distribuição dos nêutrons para as energias de 9,43; 10,87 e 13,54 de dêuterons e na figura 33(b) de 17,24; 19,08 e 20,97 de prótons, respectivamente, propostas pelo estudo.

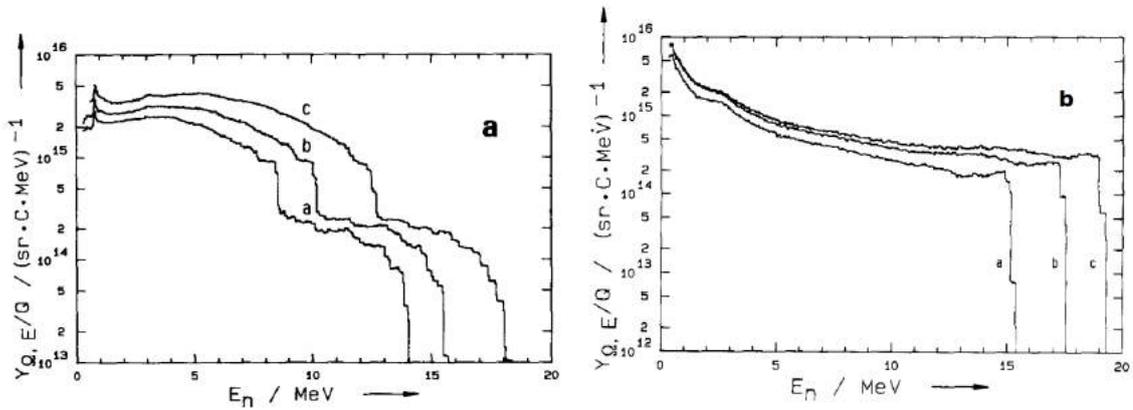
Também foi estudado o espectro de feixe de nêutrons para outros materiais, cuja escolha foi o fluoreto de lítio (LiF-700) devido a ausência de informações em literatura. A figura 34 apresenta o espectro do feixe de nêutrons a 0° para as energias de prótons de 18 MeV para o alvo de LiF-700.

Figura 32 – Distribuição do feixe de nêutrons para 9 MeV de dêuterons e distribuições dos feixes de nêutrons para prótons 3 a 18 MeV

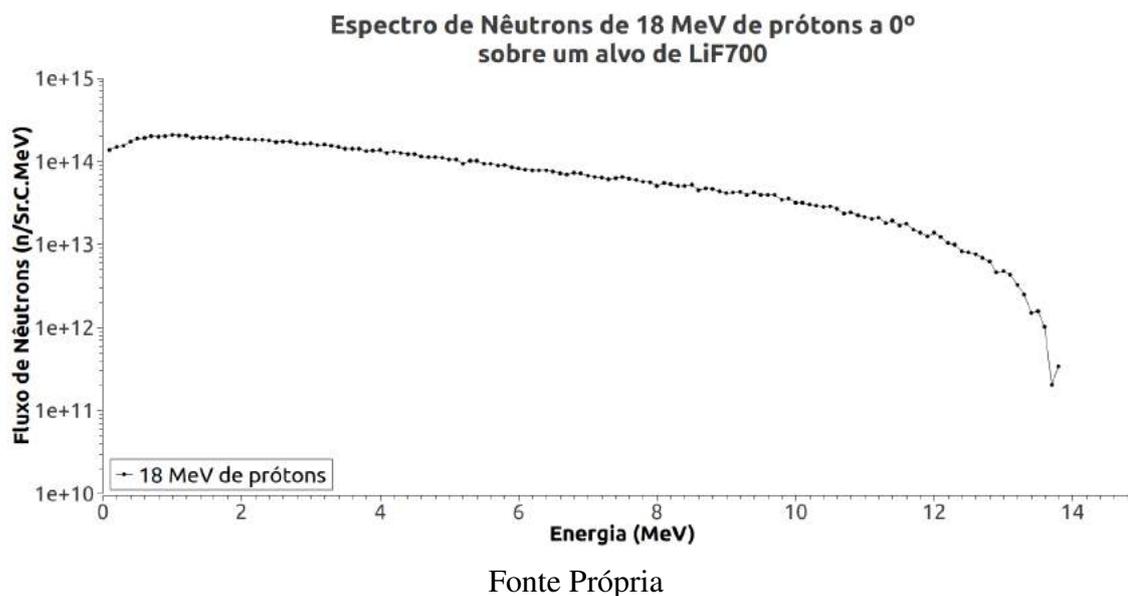


Fonte Própria

Figura 33 – Distribuições do espectro de nêutrons das reações de ${}^9\text{Be}(d,n)$ e ${}^9\text{Be}(p,n)$, respectivamente



Fonte: (BREDE et al., 1981)

Figura 34 – Fluxo de nêutrons de 18 MeV de prótons

4.3 Resultados dos espectros dos feixes neutrônicos e sua dependência angular de 0° a 90° obtidos através do método Monte Carlo

Os resultados atuais do espectro de energia de nêutrons dependentes do ângulo para a reação de Be-9(p,xn) são ilustrados nas figuras a seguir. Brede e colaboradores (1981) observaram a partir de estudos anteriores o comportamento consistente de anisotropia para os feixes de nêutrons oriundos de partículas de baixas energias como as utilizadas neste trabalho. O fenômeno da anisotropia é ocasionada pela característica de um meio, ou de um material, em que certas propriedades físicas serão diferentes conforme as diferentes direções.

Tal comportamento tornou-se bastante evidenciado neste estudo, sendo observado comportamentos distintos para as energias de 3 a 6 MeV de prótons incidentes e um comportamento uniforme para as energias de 7 a 18 MeV. A evidência dessa discrepância de informações se dá através do comportamento dos nêutrons a baixas energias, tal qual observado e comentado na seção anterior.

As Figuras 35 e 36 apresentam os espectros do feixe de nêutrons de 0° a 90° para energia de prótons de 3 a 6 MeV para o alvo de Berílio-9, demonstrando o comportamento anisotrópico e distinto para as energias estudadas, porém ainda assim, seguindo uma tendência observada por Howard e colaboradores (2001).

Figura 35 – Fluxo de nêutrons de 3 a 5 MeV de prótons com dependência angular

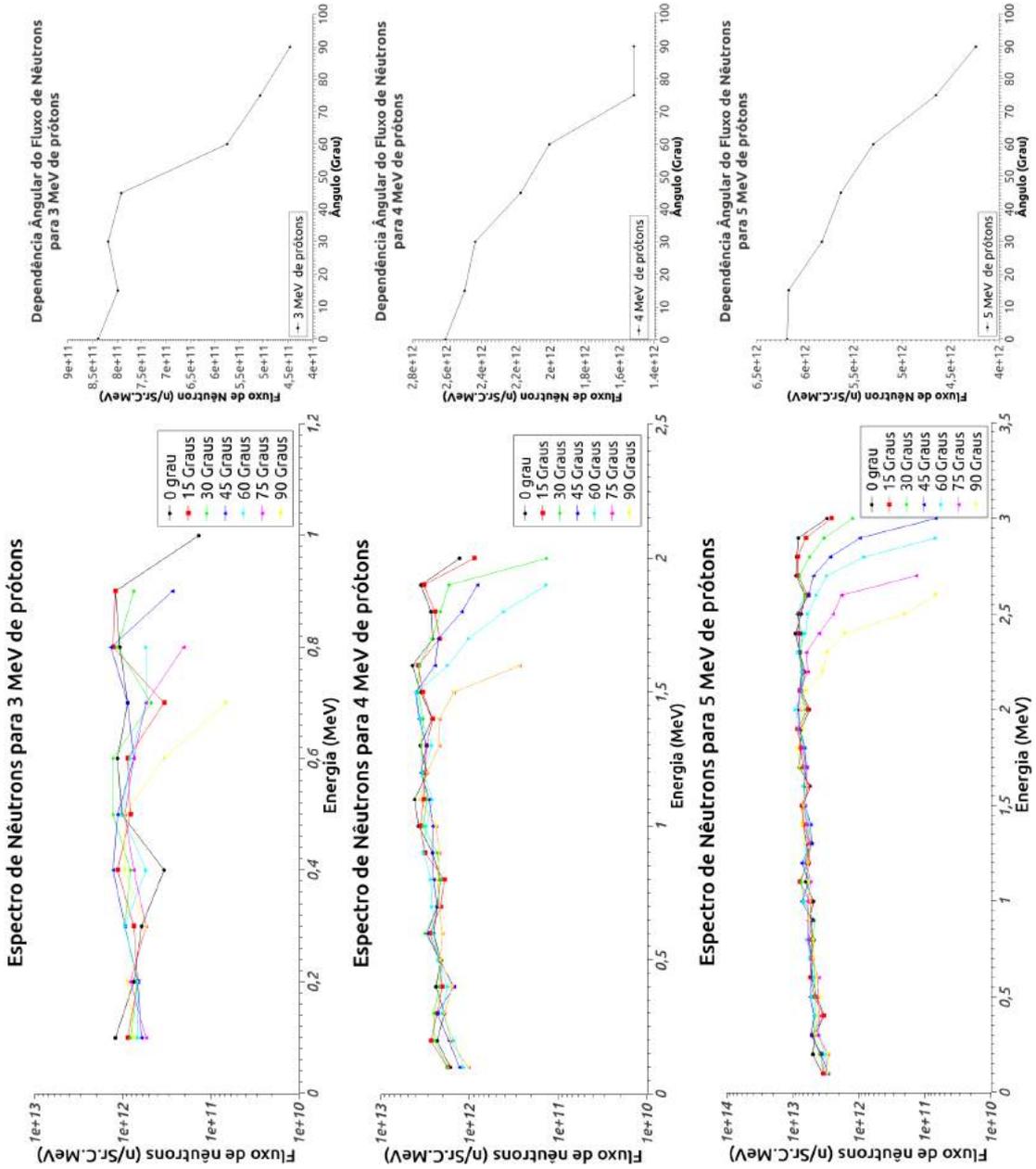
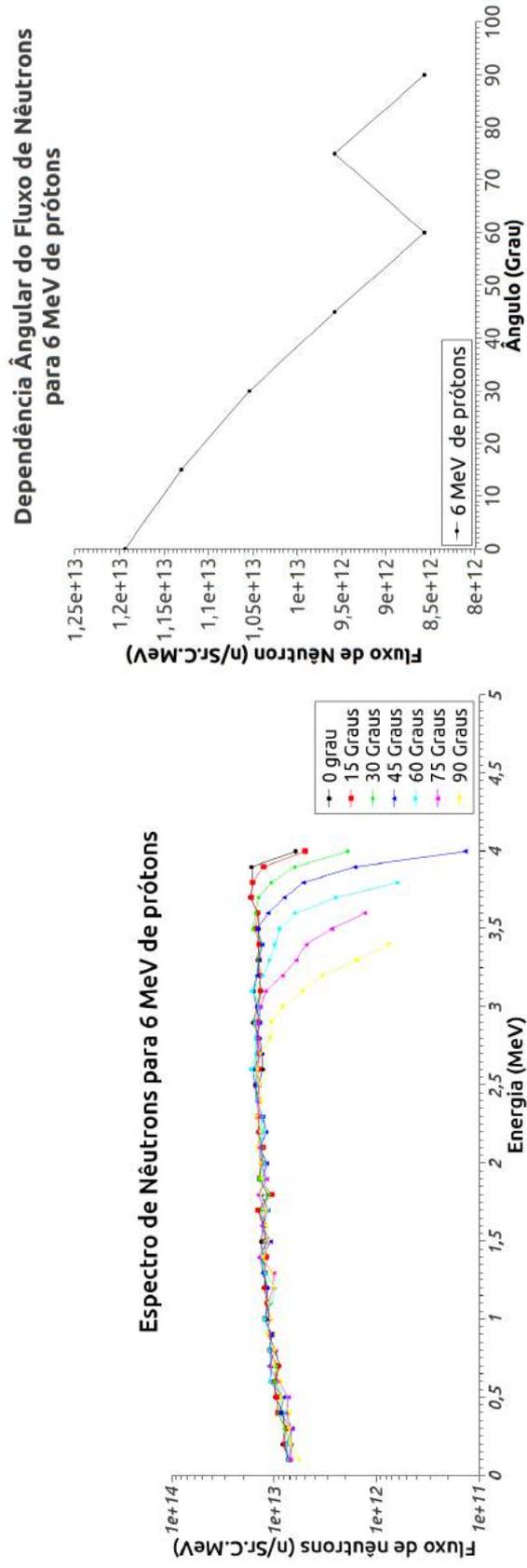


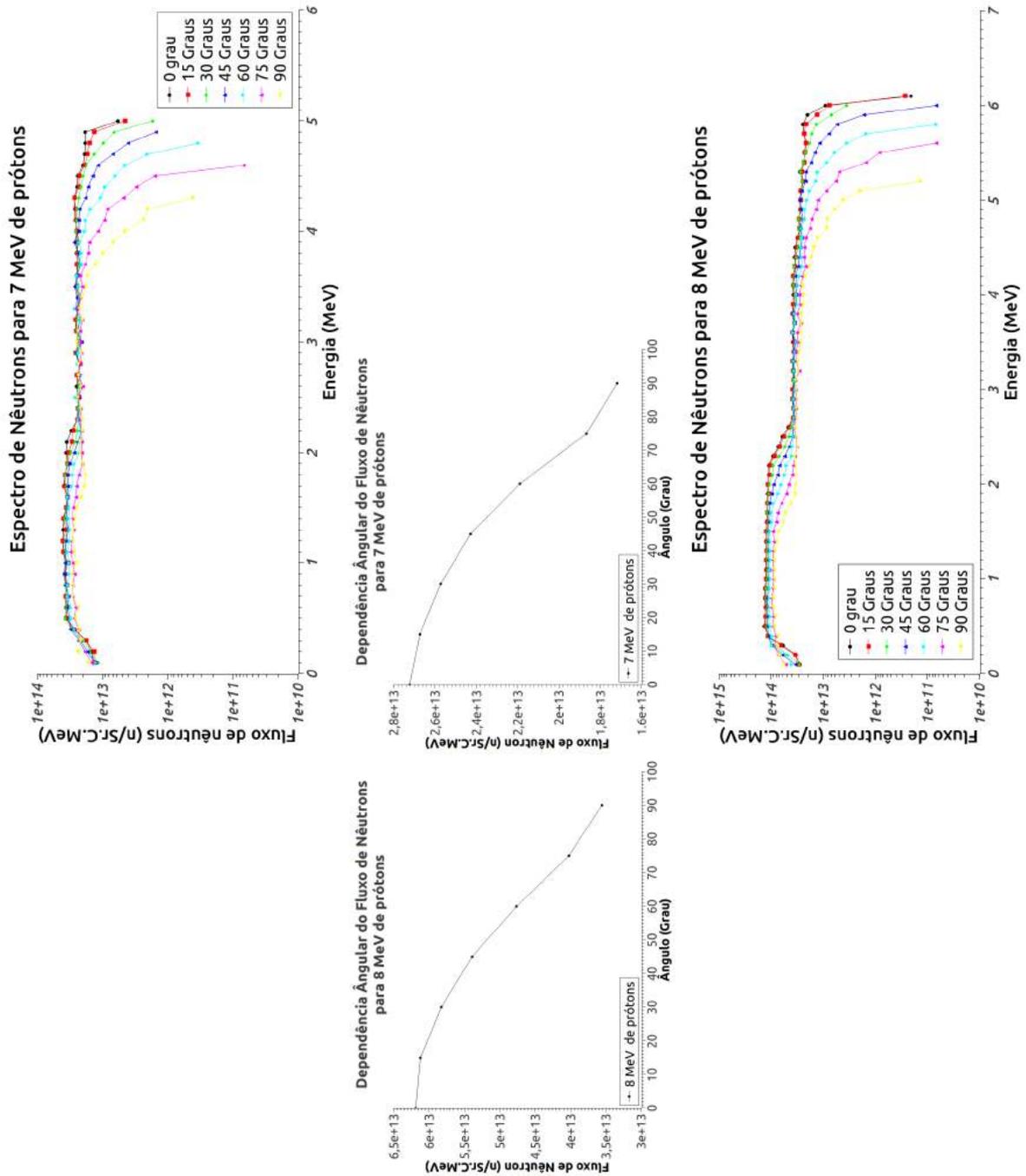
Figura 36 – Fluxo de nêutrons de 6 MeV de prótons com dependência angular



As figuras subsequentes, (37 a 42) denotam a existência de uma forte dependência angular, sendo tal comportamento esperado devido ao estudo da cinética da interação neutron núcleo-alvo.

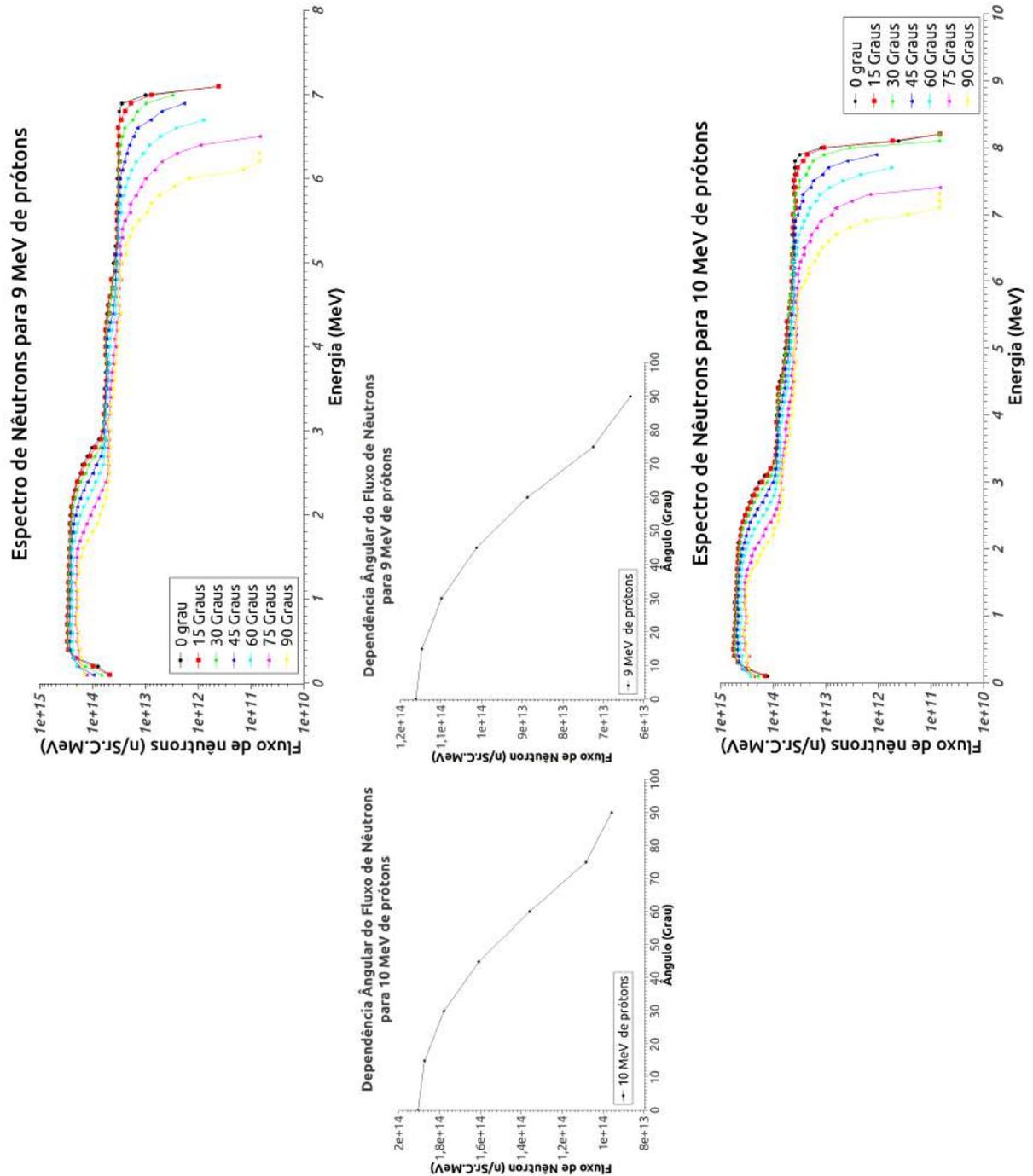
A Figura 37 apresenta o espectro do feixe de nêutrons de 0° a 90° obtidos neste trabalho para energia de prótons de 7 e 8 MeV para o alvo de Berílio-9.

Figura 37 – Fluxo de nêutrons de 7 e 8 MeV com dependência angular



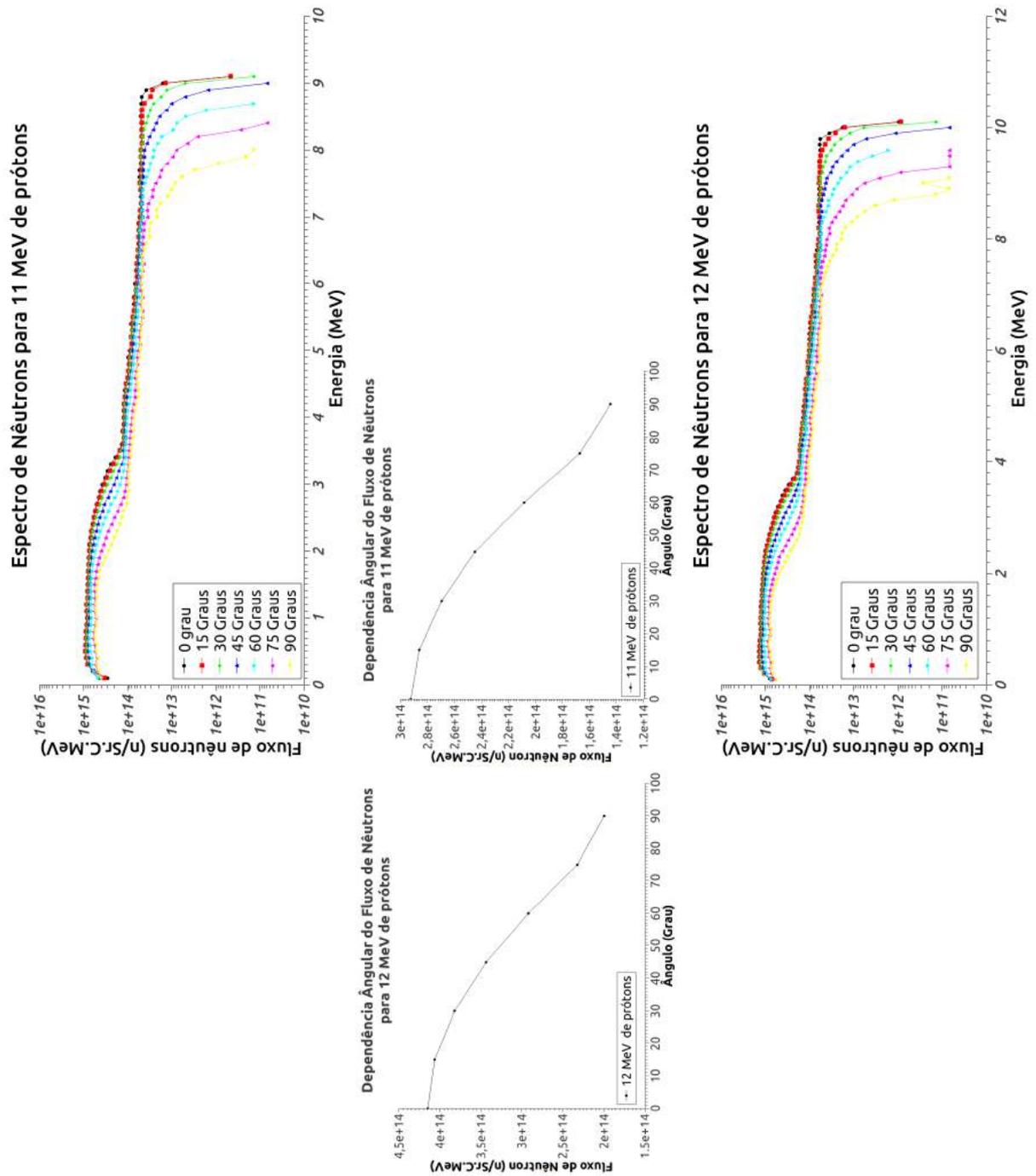
A Figura 38 apresenta o espectro do feixe de nêutrons de 0° a 90° obtidos neste trabalho para energia de prótons de 9 e 10 MeV para o alvo de Berílio-9.

Figura 38 – Fluxo de nêutrons de 9 e 10 MeV com dependência angular



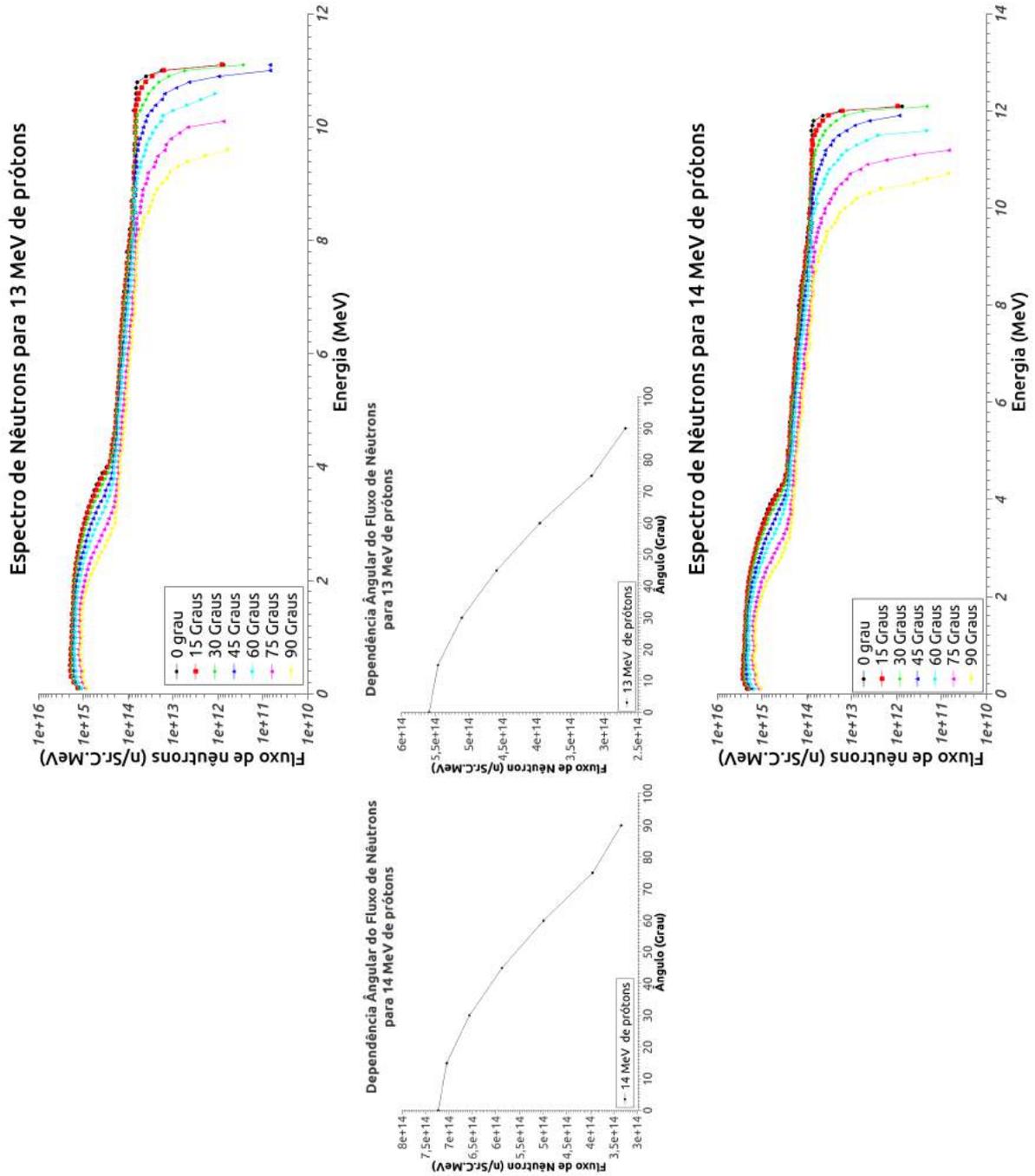
A Figura 39 apresenta o espectro do feixe de nêutrons de 0° a 90° obtidos neste trabalho para energia de prótons de 11 e 12 MeV para o alvo de Berílio-9.

Figura 39 – Fluxo de nêutrons de 11 e 12 MeV com dependência angular



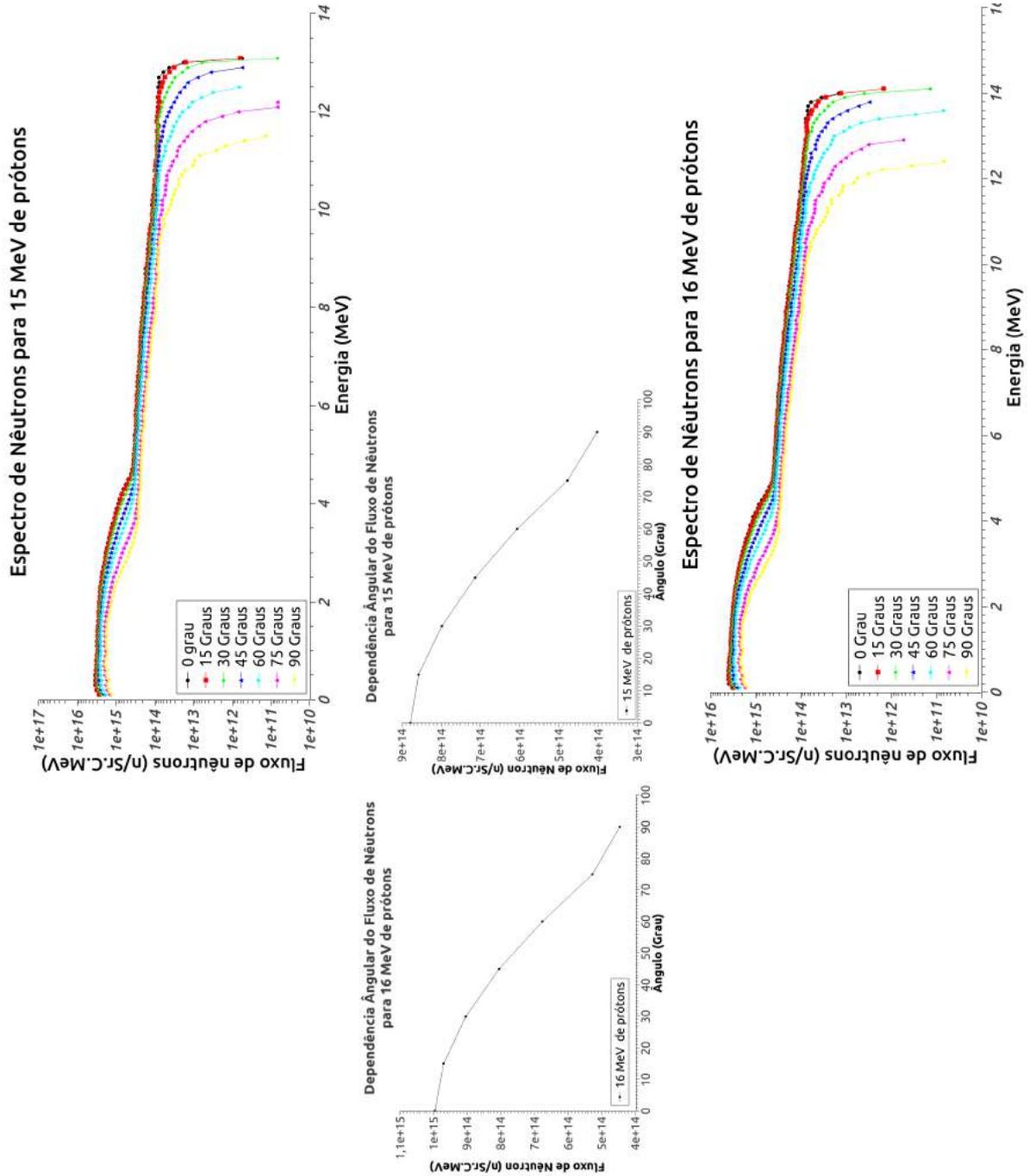
A Figura 40 apresenta o espectro do feixe de nêutrons de 0° a 90° obtidos neste trabalho para energia de prótons de 13 e 14 MeV para o alvo de Berílio-9.

Figura 40 – Fluxo de nêutrons de 13 e 14 MeV com dependência angular



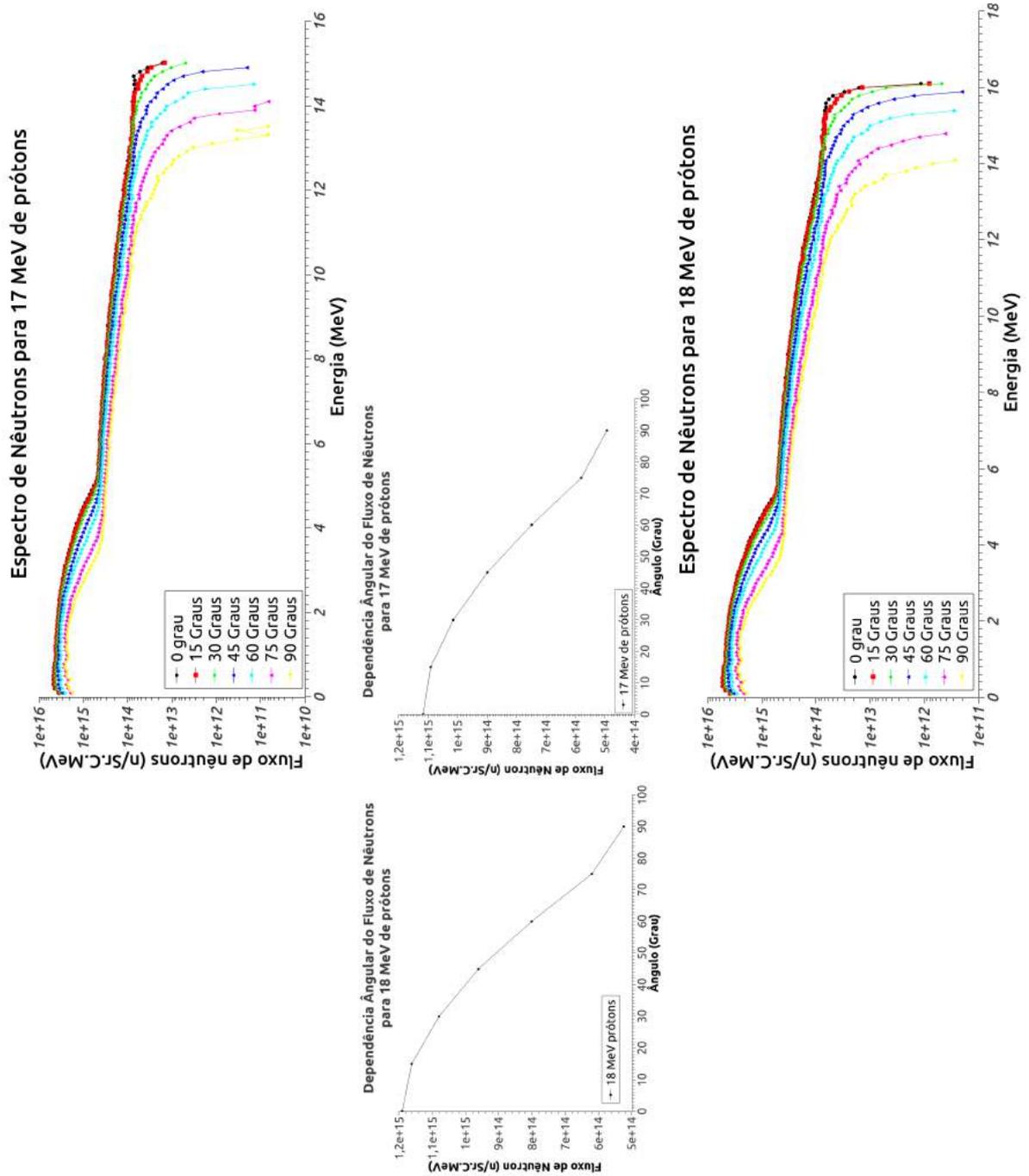
A Figura 41 apresenta o espectro do feixe de nêutrons de 0° a 90° obtidos neste trabalho para energia de prótons de 15 e 16 MeV para o alvo de Berílio-9.

Figura 41 – Fluxo de nêutrons de 15 e 16 MeV com dependência angular



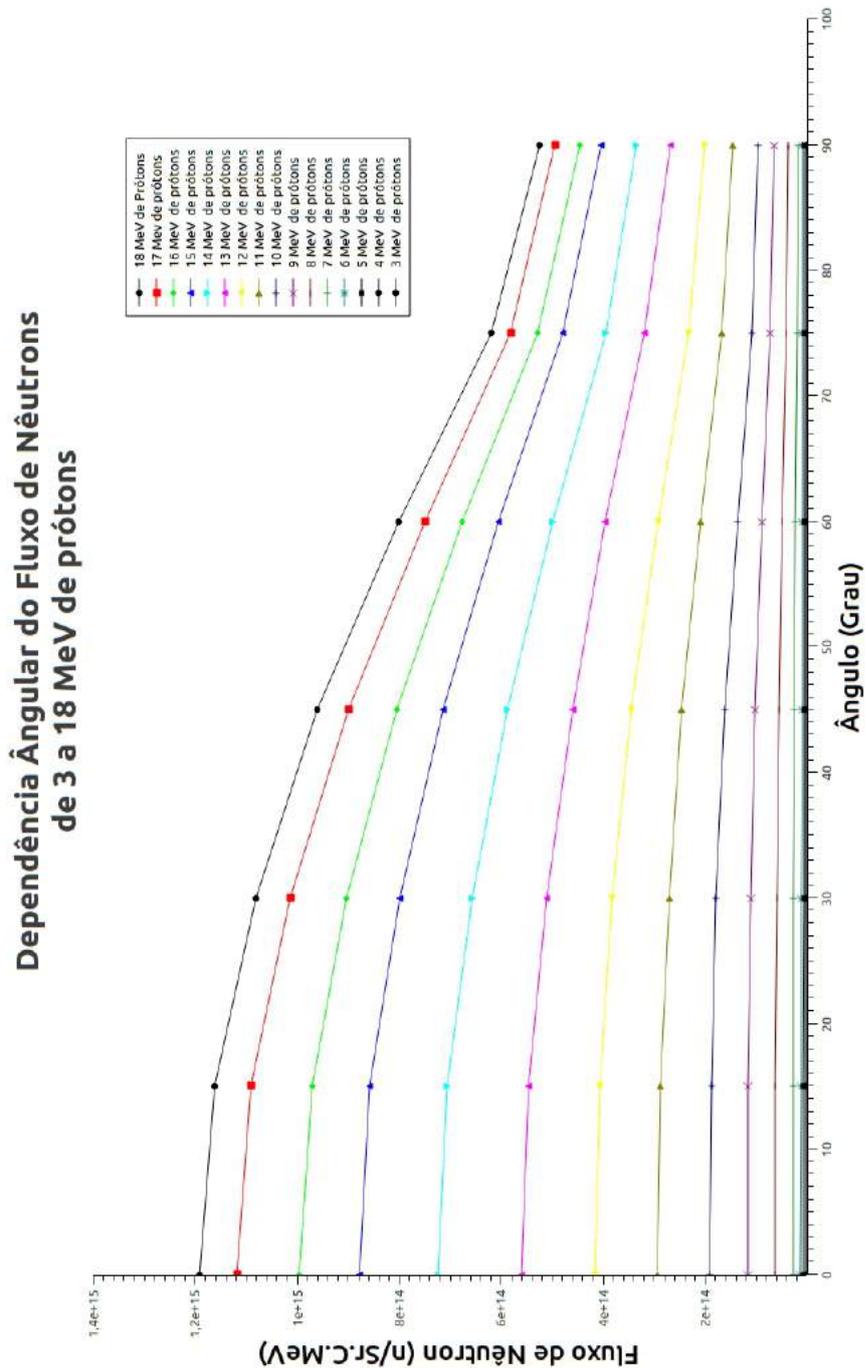
A Figura 42 apresenta o espectro do feixe de nêutrons de 0° a 90° obtidos neste trabalho para energia de prótons de 17 e 18 MeV para o alvo de Berílio-9.

Figura 42 – Fluxo de nêutrons de 17 e 18 MeV com dependência angular



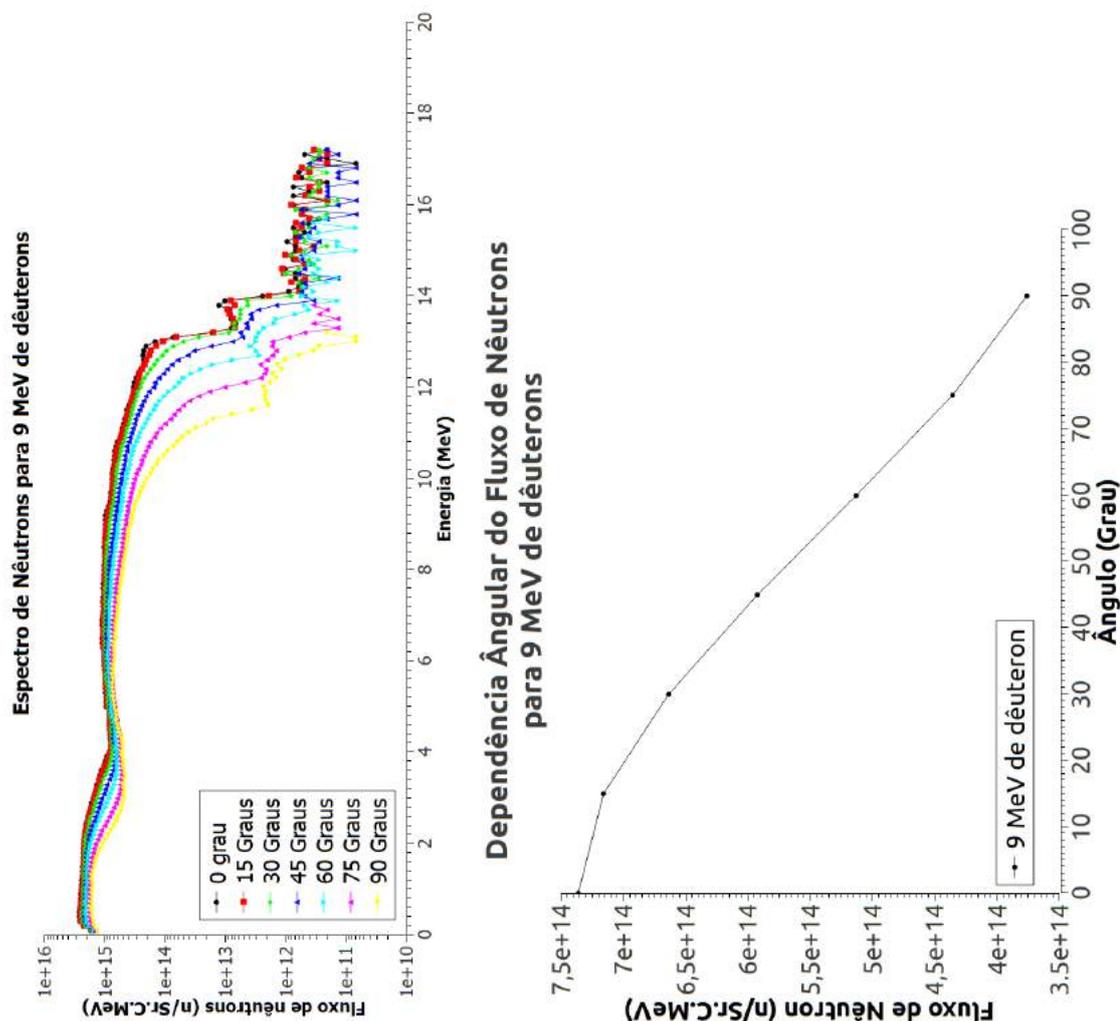
A Figura 43 apresenta o espectro do feixe de nêutrons de 0° a 90° para energia de prótons de 3 a 18 MeV para o alvo de Berílio-9.

Figura 43 – Dependência angular dos feixes de nêutrons para as energias de 3 a 18 MeV de prótons incidentes



A Figura 44 apresenta o espectro do feixe de nêutrons de 0° a 90° para energia de dêutrons de 9 MeV para o alvo de Berílio-9.

Figura 44 – Fluxo de nêutrons de 9 MeV de dêuterons com dependência angular



4.4 Doses obtidas dos feixes neutrônicos

Lone e colaboradores (1981) apresentaram os rendimentos, as energias médias e as taxas de kerma no ar de energias maiores de 0,4 MeV emitidas a 0° a partir de alvos de várias espessuras tanto para prótons quanto para dêuterons como mostrado nas tabelas 7 e 8.

Já para este trabalho foi realizado um estudo comparativo da dose estimada para as energias de 9 MeV a partir das reações de dêuterons e de 18 MeV a partir das reações de prótons, como demonstrado nas tabelas 9 e 10. Tal estudo poderá ser realizado com os demais pontos obtidos neste trabalho. Observa-se por meio dessas tabelas a concordância dos valores encontrados com as informações da literatura. Essas informações puderam ser obtidas através dos fatores de conversão fornecidos pela ISO 8529 parte 2 (2000).

Tabela 7 – Caracterização dos nêutrons para energias acima de 0,4 MeV a 0° a partir das reações de prótons

Alvo	Ep (MeV)	Taxa de Kerma no ar à 125 cm (10^{-2} Gy.min ⁻¹ .μA ⁻¹) ^a
Be	23	0,18
		0,3
		0,42
		0,12
		0,24
7Li	18	0,09
		0,12
		0,24
		0,06
7Li	18	0,12
		0,12

^a 1 Gy = 100 rad

Fonte: Lone, (1981)

Tabela 8 – Caracterização dos nêutrons para energias acima de 0,4 MeV a 0° a partir das reações de dêuterons

Ed (MeV)	Taxa de Kerma no ar à 125 cm (10^{-2} Gy.min ⁻¹ .μA ⁻¹) ^a
23	1,1
	1,5
	2,1
18	0,4
	0,7
	1,0
12	0,18
	0,3
9	0,06
	0,12
7	0,06
6	0,04
5	0,02

^a 1 Gy = 100 rad

Fonte: Lone, (1981)

Tabela 9 – Dose de Déuteron de 9 MeV

Energia dos Nêutrons (MeV)	ho (10; E) pSv.cm	Dose (pSv) 0°	Dose (pSv) 15°	Dose (pSv) 30°	Dose (pSv) 45°	Dose (pSv) 60°	Dose (pSv) 75°	Dose (pSv) 90°
Termal	10,6							
0,002	7,7							
0,025	19,3							
0,144	127	7,35E+01	6,81E+01	6,60E+01	6,56E+01	6,46E+01	6,23E+01	4,61E+01
0,25	203	1,75E+02	1,75E+02	1,65E+02	1,54E+02	1,36E+01	1,25E+02	1,15E+02
0,565	343	6,85E+00	3,21E+02	3,13E+02	3,07E+02	2,50E+02	2,25E+02	2,12E+02
1,2	425	3,80E+02	3,72E+02	3,59E+02	3,32E+01	3,05E+02	2,81E+02	2,62E+01
2,5	416	3,12E+02	2,97E+02	2,73E+02	2,36E+02	1,92E+02	1,47E+02	1,06E+02
2,8	413	2,57E+02	2,61E+02	2,36E+02	2,02E+02	1,50E+01	1,07E+02	7,96E+01
3,2	411	2,19E+02	2,03E+02	1,83E+02	1,51E+02	1,14E+02	8,37E+01	7,19E+01
5	405	1,38E+02	1,26E+02	1,24E+02	1,18E+02	1,11E+02	9,96E+01	1,00E+02
14,8	536	0,00E+00	0,00E+00	0,00E+00	2,72E-01	0,00E+00	1,36E-01	1,36E-01
19	584							

Fonte Própria

Tabela 10 – Dose de Prótons de 18 MeV

Energia dos Nêutrons (MeV)	ho (10; E) pSv.cm	Dose (pSv) 0°	Dose (pSv) 15°	Dose (pSv) 30°	Dose (pSv) 45°	Dose (pSv) 60°	Dose (pSv) 75°	Dose (pSv) 90°
Termal	10,6							
0,002	7,7							
0,025	19,3							
0,144	127	1,78E+02	1,79E+02	1,68E+02	1,47E+02	1,32E+02	9,85E+01	9,12E+01
0,25	203	3,61E+02	3,64E+02	3,35E+02	2,98E+02	2,48E+02	1,91E+02	1,77E+02
0,565	343	6,74E+02	6,70E+02	6,21E+02	5,55E+02	4,65E+02	3,71E+02	3,48E+02
1,2	425	7,67E+02	7,53E+02	7,16E+02	6,48E+02	5,60E+02	4,51E+02	4,16E+02
2,5	416	5,79E+02	5,60E+02	5,30E+02	4,70E+02	3,93E+02	3,00E+02	2,39E+02
2,8	413	5,01E+02	4,91E+02	4,63E+02	4,01E+02	3,30E+02	2,33E+02	1,72E+02
3,2	411	4,33E+02	4,19E+02	3,86E+02	3,27E+02	2,53E+02	1,76E+02	1,18E+02
5	405	1,31E+02	1,25E+02	1,05E+02	8,86E+01	7,55E+01	5,99E+01	5,53E+01
14,8	536	1,46E+01	1,43E+01	1,44E+01	8,99E+00	4,36E+00	1,36E-01	0,00E+00
19	584							

Fonte Própria

5 CONCLUSÕES

A obtenção dos resultados se deu através de um exemplo desenvolvido por meio do Geant4 versão 10.1.03, um toolkit que utiliza técnicas MC. Dessa forma se fez necessário a validação do exemplo *qNeutronBeam* desenvolvido, visto que foi realizado diversas implementações no código. Sendo assim, durante a validação foi observado uma divergência de 30% entre os resultados obtidos e os resultados apresentados por Brede e colaboradores. Apesar de tamanha diferença, Shin e colaboradores (2015) demonstraram que isso é esperado e aceitável, podendo ser amenizada com melhorias no código. Ainda assim, é importante citar que nenhum dos trabalhos anteriores realizaram estudos utilizando aceleradores tipo cíclotron, bem como também não apresentaram as mesmas características de ambiente, feixes de prótons e alvos, nesse tocante tais mudanças observadas nos espectros são aceitáveis.

As diferenças entre as formas de detecção utilizadas nos trabalhos, bem como as contribuições dos nêutrons espalhados, dentre outros fenômenos físicos decorrente às dimensões do ambiente a qual será instalado o experimento, explicam tal comportamento evidenciados nos espectros neutrônicos. Brede e colaboradores (1981) utilizaram TOF para as medições dos nêutrons, enquanto que o presente estudo realizou as contagens integrais dos nêutrons que passaram através de um detector, tal qual utilizado por Pinto (2010) em seu trabalho. Isso só pode ser desenvolvido por meio de uma técnica de coleta de dados denominada Espaço de Fase (*PhaseSpace – PhSp*), o qual também é responsável por armazenar e servir como semente para simulações futuras, diminuindo assim o tempo computacional e melhorando a eficiência do estudo. O espaço de fase é adotado e recomendando pela Agência Internacional de Energia Atômica (*IAEA – International Atomic Energy Agency*) para diversos estudos. Dessa forma, a validação deste exemplo demonstrou a viabilidade do projeto, bem como um guia para a montagem do sistema experimental.

Os resultados obtidos com essas simulações mostram que o fluxo não é suficiente para uso em ensaios/tratamentos clínicos NCT, a não ser que os compostos borados sejam melhorados. Além disso, o fluxo na ordem de 10^7 nêutrons/cm².s podem ser utilizadas para estudos radiobiológicos e dosimétricos e permite a implementação de radiografia por nêutrons e análise de ativação de imagem por nêutrons.

Finalmente, os dados obtidos neste trabalho denotam a viabilidade da implementação de

feixes neutrônicos monoenergéticos a partir de um feixe primário de partículas geradas por um acelerador tipo ciclotron. Mas com os dados fornecidos já se torna possível a construção de protótipo experimental para a obtenção desses feixes.

REFERÊNCIAS

- ABDALLA, M. C. B. **O Discreto Charme das Partículas Elementares**. [S.l.]: UNESP, 2006.
- AGOSTINELLI, S.; ALLISONAS, J.; AMAKOE, K.; APOSTOLAKISA, J.; ARAUJOAJ, H.; ARCEL, P.; ASAIG, M.; AXENI, D.; BANERJEEBI, S.; BARRANDAN, G.; et al. Geant4 - A simulation toolkit. **Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors, and Associated Equipment**, v. 506, n. 03, p. 250–303, 2003. Disponível em: <<http://geant4.web.cern.ch/geant4/>>. Acesso em: 03 Mar 2013.
- ASAI, M. **Parallelism in Geant4**. Janeiro 2011. SLAC National Accelerator Laboratory. Disponível em: <<https://www.jlab.org/Hall-D/meetings/parallelism2011/getfile.php?filename=WorkshopTalks/ParallelismInGeant4-Asai.pdf>>. Acesso em: 03 Mar 2013.
- ATTIX, F. H. **Introduction to Radiological Physics and Radiation Dosimetry**. Mörlenbach: Wylei-vch, 1986.
- BABA, M.; TAKADA, M.; IWASAKI, T.; MATSUYAMA, S.; NAKAMURA, T.; OHGUCHI, H.; NAKAO, T.; SANAMI, T.; HIRAKAWA, N. Development of monoenergetic neutron calibration fields between 8 KeV and 15 MeV. **Nuclear Instruments & Methods In Physics Research - Section A**, p. 115 – 123, 1996.
- BECKURTS, K.; WIRTZ, K. **Neutron Physics**. [S.l.]: KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE, 1964.
- BENOIT, D.; DUBOIS, A.; BUVAT, I.; JAN, S.; BITAR, Z. E.; SARRUT, D. **GATE-Simulations of Preclinical and Clinical Scans in Emission Tomography, Transmission Tomography and Radiation Therapy**. 2013. Disponível em: <<http://www.opengatecollaboration.org>>. Acesso em: 15 Dez 2013.
- BREDE, H. J.; DIETZE, G.; KUDO, K.; SCHREWE, U. .; TANCU, F.; WEN, C. Neutron yields from thick be targets bombarded with deuterons or protons. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A**, 1981.
- BYRNE, J. The Neutral as an elementary particle. In: BYRNE, J. (Ed.). **Neutrons, nuclei and matter. An exploration of the physics of slow neutrons**. London: Institute of Physics Publishing, 2011. p. 1–51.
- CASSOLA, V. F. **Acoplamento dos Fantomas Tomográficos FAX06 e MAX06 ao Código Monte Carlo GEANT4**. Dissertação (Mestrado) — Universidade Federal de Pernambuco, 2007.
- CERN. **GEANT4 User's Guide - For Application Developers**. Switzerland, 2013.
- DROSG, M. Sources of variable energy monoenergetic neutrons for fusion related applications. **Nuclear Science and Engineering**, v. 106, n. 279, 1990.

DROSG, M. **Monoenergetic Neutron Production by Two-Body Reactions in the Energy Range from 0.0001 to 500 MeV**. 2000. Institut für Experimentalphysik der Universität Wien. Disponível em: <<http://homepage.univie.ac.at/Manfred.Drosg/drosg99.pdf>>. Acesso em: 01 Mar 2014.

EISBERG, R.; RESNICK, R. **Física Quântica - Átomos, Moléculas, Sólidos, NNúcleo e Partículas**. [S.l.]: Campus/Elsevier, 1979.

GHITHAN, S. H. M. **Development of a PET Cyclotron based irradiation setup for proton radiobiology**. Tese (Doutorado) — Universidade de Coimbra, 2014.

HEATH, E. Evaluation of the PEREGRINE Monte Carlo dose calculation code for 6 MV photon beams. **Montreal: McGill University**, 2003.

HOWARD, W. B.; GRIMES, S. M.; MASSEY, T. N.; AL-QURAIISHI, S. I.; JACOBS, D. K.; BRIENT, C. E.; YANCH, J. C. Measurement of the Thick-Target $^9\text{Be}(p,n)$ Neutron Energy Spectra. **Nuclear Science and Engineering**, v. 138, n. 2, p. 145–160, 2001.

IBA. **Cyclone[®] 18/9 – moving ahead, delivering more. Cyclone[®] 18/9 - IBA RadioPharma Solutions**. 2017. Disponível em: <<http://www.iba-radiopharmasolutions.com/>>.

INTERNATIONAL STANDARDIZATION FOR ORGANIZATION (ISO). **Reference neutron radiations: 8529 part 3: Calibration of area and personal dosimeters and determination of their response as a function of neutron energy and angle of incidence**. Geneva, 1998.

INTERNATIONAL STANDARDIZATION FOR ORGANIZATION (ISO). **Reference neutron radiations: 8529 part 2: Calibration fundamentals of radiation protection devices related to the quantities characterizing the radiatin field**. Geneva, 2000.

INTERNATIONAL STANDARDIZATION FOR ORGANIZATION (ISO). **Reference neutron radiations: 8529 part 1: Characteristics and methods of production**. Geneva, 2001.

JONES, D. T. L. Monoenergetic neutron sources below 100 MeV. **Radiation Physics and Chemistry**, v. 61, n. 469-472, 2001.

KALOS, M. H.; WHITLOCK, P. A. **Monte Carlo Methods**. New York: Wiley and Sons., 1986.

KAMADA, S.; ITOGA, T.; UNNO, Y.; TAKAHASHI, W.; OISHI, T.; BABA, M. Measurement of Energy-angular Neutron Distribution for ^7Li , $^9\text{Be}(p,xn)$ Reaction at EP = 70 MeV and 11 MeV. **Journal of the Korean Physical Society**, 2011.

KAPLAN, I. **Nuclear Physics**. 2. ed. California: Addison Wesley Publishing Company, 1978.

KHORSHIDI, A. Accelerator driven neutron source design via beryllium target and 208 pb moderator for boron neutron capture therapy in alternative treatment strategy by monte carlo method. **Journal of Cancer Research and Therapeutics**, 2016.

KNOLL, G. **Radiation Detection and Measurement**. [S.l.: s.n.], 2000.

LAMARSH, J. R.; BARATTA, A. J. **Introduction to Nuclear Engineering**. New Jersey: Prentice Hall, 2001.

LONE, M.; FERGUSON, A. Characteristics of Neutrons from Be Targets Bombarded with Protons, Deuterons and Alpha Particles. **Nuclear Instruments and Methods**, 1981.

LONE, M. A.; BIGHAM, C. B.; FRASER, J. S.; SCHNEIDER, H. R.; ALEXANDER, T. K.; FERGUSON, A. J.; MCDONALD, A. B. Thick Target Neutron Yields and Spectral Distributions from the ${}^7\text{Li}(d/p,n)$ and ${}^9\text{Be}(d/p,n)$ Reactions. **Nuclear Instruments and Methods**, 1977.

LOS ALAMOS NATIONAL LABORATORY. **Monte Carlo N-Particle eXtended**. 2013. Disponível em: <<http://mcnpx.lanl.gov/>>. Acesso em: 03 Mar 2013.

MARION, J. B.; LEVIN, J. S. Investigation of the $\text{Be}^9(n,p)\text{B}^9$ and $\text{Be}^9(n,\alpha)\text{Li}^6$ Reactions. **Physical Review**, 1959.

MAYLES, P.; NAHUM, A.; ROSENWALD, J. **Monte-Carlo Based Patient Dose Computation**. New York: Handbook of Radiotherapy Physics: Theory and Practice., 2007.

OLIVEIRA, A. C. H. D. **Desenvolvimento de um Sistema Computacional baseado no código GEANT4 para Avaliações Dosimétricas em Radioterapia**. Tese (Doutorado) — Universidade Federal de Pernambuco, 2016.

OUARDI, A. GEANT4 used for neutron beam design of neutron imaging facility at TIGRA reactor in Marroco. **Nuclear Instruments & Methods In Physics Research - Section A**, v. 651, p. 21–37, 2011.

PINTO, M. A. F. **IMPLEMENTATION OF A CYCLOTRON CYCLOTRON- BASED NEUTRON BEAMLINER: A VIABILITY STUDY**. Tese (Doutorado) — Universidade de Coimbra, 2010.

POMP, S.; BARTLETT, D.; MAYER, S.; REITZ, G.; RÖTTGER, S.; SILARI, M.; SMIT, F.; VINCKE, H.; YASUDA, H. **High-energy quasi-monoenergetic neutron fields: existing facilities and future needs**. Germany, 2013.

RARAF. **Slow Neutrons and Fast Neutrons**. 2013. Radiological Research Accelerator Facility. Disponível em: <<http://raraf.org/otherbeams.html>>. Acesso em: 16 Jan 2013.

RODRIGUES, P.; TRINDADE, A.; PERALTA, L.; ALVES, C.; CHAVES, A.; LOPES, M. C. Application of geant4 radiation transport toolkit to dose calculations in antropomorphic phantoms. **Applied Radiation and Isotopes**, v. 61, p. 1451–1461, 2004.

ROSENZWEIG, J. **Fundamentals of Beam Physics**. New York: Oxford University Press, 2003.

SALVAT, F.; FERNÁNDEZ-VAREA, J. M.; SEMPÁU, J. **PENELOPE-2008: A Code System for Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport**. Spain: NUCLEAR ENERGY AGENCY, 2008. Disponível em: <<http://www.oecd-nea.org/science/pubs/2009/nea6416-penelope.pdf>>. Acesso em: 19 Abr 2014.

SANTOS, J. A. de L. **DECONVOLUÇÃO DE ESPECTROS NEUTRÔNICOS OBTIDOS COM O SISTEMA EB-TLD UTILIZANDO ALGORITMOS GENÉTICOS**. Tese (Doutorado) — Universidade Federal de Pernambuco, Recife, Setembro 2011.

SHIN, J. W.; PARK, T.-S. New charge exchange model of GEANT4 for for ${}^9\text{Be}(p,n){}^9\text{B}$ reaction. **Journal of Nucl. Instrum. Meth. B**, 2015.

STANDISH, R. **SciDAVis is a free application for Scientific Data Analysis and Visualization**. 2017. Disponível em: <<http://scidavis.sourceforge.net/>>.

STATISTICA, T. **StatSoft STATISTICA Ver 12**. 2017. Disponível em: <<http://statistica.io/>>.

TAKEDA, M.; KUDO, K.; FUJISHIRO, M.; OKAMOTO, K.; KOBAYASHI k.; YOSHIMOTO, T. Development of Calibration Fields of Intermediate Neutrons by Using Several Sources. In: WILLIAMS, J. G.; W.VEHAR, D.; RUDDY, F. H.; GILLIAM, D. M. (Ed.). **Reactor Dosimetry: Radiation Metrology and Assessment**. West Conshohocken: American Society for Testing and Materials, 2001. p. 367 – 374.

TERRÓN, S.; SORDO, F.; MAGÁN, M.; GHIGLINO, A.; MARTÍNEZ, F.; VICENTE, P. de; VIVANCO, R.; THOMSEN, K.; PERLADO, J.; BERMEJO, F.; ABÁNADES, A. Conceptual design of the beryllium rotating target for the ess-bilbao facility. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A**, 2013.

UTTLEY, C. Sources of monoenergetic neutrons. In: CIERJACKS, S. (Ed.). **Neutron sources for basic physics and applications**. Oxford (UK): Pergamon Press, 1983.

VIEIRA, J. **Construção de Um Modelo Computacional de Exposição para Cálculos Dosimétricos Utilizando o Código EGS4 e Fantomas de Voxels**. Tese (Doutorado) — Universidade Federal de Pernambuco, 2004.

WATTERSON, J. I. W. **A Review fo Accelerator Based Neutron Sources and Their Applications**. Austria, May 2000.

WEISSTEIN, E. W. "Full Width at Half Maximum." **From MathWorld—A Wolfram Web Resource**. 2017. Disponível em: <<http://mathworld.wolfram.com/FullWidthatHalfMaximum.html>>.

WILLE klaus. **The Physics Of Particle Accelerators: An Introduction**. New York: Oxford University Press, 2000.

WILSON, E. J. N. **An Introduction to Particle Accelerators**. New York: Oxford University Press, 2001.

XIAO, S.; YANG, X.; SZTENJBERG, M.; JEVREMOVIC, T. Geant4 based monte carlo dose calculation engine for radiation therapy. **IEEE Transicions on Nuclear Science**, v. 57, n. 2, 2010.

YORIYAZ, H. Método de Monte Carlo: Princípios e Aplicações em Física Médica. **Revista Brasileira de Física Médica**, v. 3, p. 141–9, 2009.

ZAMBONI, C. B. **Fundamentos da Física de Nêutrons**. São Paulo: Editora Livraria da Física., 2007.

APÊNDICE A – NÊUTRONS

A.1 Uma Breve Introdução

Sabe-se que partículas de mesma carga se repelem devido as suas propriedades eletromagnéticas. Desta forma, não seria possível um núcleo atômico ser estável contendo apenas prótons. Necessitando assim, que uma partícula neutra estivesse presente no núcleo dos átomos para dar essa estabilidade (KAPLAN, 1978; ABDALLA, 2006).

Cientistas, então, passaram a buscar essa partícula neutra do núcleo. Por volta de 1920, Rutherford sugeriu uma partícula eletricamente neutra formada por um próton e um elétron e a essa nova partícula que foi prevista deram o nome de neutrino (KAPLAN, 1978; ABDALLA, 2006).

Em 1928, Walter Bothe e Herbert Becker observaram a emissão de nêutrons em um experimento utilizando polônio como fonte de partícula alfa. Ambos perceberam uma radiação neutra penetrante, mas pensaram se tratar de outro tipo de radiação (KAPLAN, 1978; ABDALLA, 2006).

Foi então que, em 1932, o físico James Chadwick refez o experimento de Frédéric Joliot Curie e Irène Joliot Curie e percebeu que eles haviam descoberto uma versão neutra do próton (KAPLAN, 1978; ABDALLA, 2006).

Chadwick admitiu que a massa dessa partícula era aproximadamente 1 u.m.a. e sua carga era nula (BYRNE, 2011), desta forma, o modelo fundamental da estrutura nuclear estaria completo. Com os estudos iniciais pode-se comprovar que por suas características, os nêutrons poderiam percorrer grandes distâncias através da matéria sem sofrer qualquer interação e que campos elétricos ou magnéticos externos não apresentavam efeitos sobre o sua trajetória (SANTOS, 2011).

Sabe-se atualmente que os nêutrons decaem pela emissão de um próton, um elétron e um anti-neutrino e que as características físicas conhecidas são (BYRNE, 2011; SANTOS, 2011):

- massa: $m_n = 1,660 \times 10^{-24}$ g (939,565 MeV);

- vida média: $\tau_n = 886,7 \pm 1,9$ s;
- meia-vida livre: $T_{1/2} = 11,7$ min;
- carga: $q_n = (-0,4 \pm 1,1) \times 10^{-21}$ e (teoricamente nula, medidas realizadas na década de 60);
- momento magnético: $\mu_n = -0,966 \times 10^{-26}$ J.T⁻¹ .

A literatura dispõe de classificações variadas para os nêutrons em função da energia cinética associada aos mesmos. À exceção dos nêutrons de Albedo, citados como informação complementar, utilizou-se a delimitação energética das classes descrita em Attix (1986). É importante observar que na década a qual o livro do Attix foi escrito, nêutrons de alta energia não eram considerados importantes para a dosimetria; hoje em dia são considerados devido a forte tendência do tráfego aéreo ocorrer cada vez mais em maiores altitudes. Ainda segundo ele é conveniente dividir, para fins dosimétricos, os campos neutrônicos de acordo com a tabela 11 a seguir:

Tabela 11 – Classificação dos nêutrons quanto à sua energia cinética

Tipos de Nêutrons	Energia Cinética
Térmicos	Inferior a 0,5 eV
Intermediários	Entre 0,5 eV a 10 keV
Rápidos	Maiores que 10 keV

Fonte: ATTIX (1986)

A.2 Interação dos Nêutrons com a matéria

A interação dos nêutrons com a matéria ocorre em um processo diferente ao das partículas carregadas e da radiação eletromagnética. Os nêutrons, por não possuírem carga elétrica e conseqüentemente, não interagem com os elétrons atômicos durante sua passagem através da matéria, não produzem ionização diretamente, o que os torna bastante penetrantes. E, ao contrário da radiação gama, as radiações secundárias são frequentemente núcleos de recuo, principalmente para materiais de baixo número atômico (SANTOS, 2011).

Os processos mais comuns de interação dos nêutrons com a matéria são: reação de captura, espalhamento elástico, espalhamento inelástico e reações nucleares. Esses como outros tipos de interações dependem consideravelmente da energia cinética inicial do nêutron incidente e

da seção de choque do material que ele atravessa (SANTOS, 2011). Os nêutrons podem interagir com os núcleos em uma ou mais das seguintes formas (LAMARSH; BARATTA, 2001; BYRNE, 2011):

A.2.1 Espalhamento Elástico

Em um espalhamento elástico, as leis ordinárias do momento aplicam-se como na colisão elástica de esferas de bilhar. As leis de conservação da quantidade de movimento determinam as relações entre a energia do nêutron incidente e a energia cedida ao núcleo de recuo. Se o núcleo que está sendo bombardeado for pesado este adquire pouca velocidade como resultado da colisão, mas sendo um próton, que possui aproximadamente a mesma massa do nêutron, esse se projeta com uma grande fração da energia inicial do nêutron, em média, 2/3 desta energia é transferida para o próton, mas essa transferência energética pode chegar até 100% (SANTOS, 2011).

Quando o nêutron interage com o hidrogênio, o núcleo adquire energia suficiente para se deslocar como partícula ionizante, transferindo energia para o meio e permitindo, indiretamente, a detecção dos nêutrons. Este comportamento do hidrogênio o torna interessante para definição de um dosímetro capaz de avaliar a contribuição da dose devida a nêutrons (SANTOS, 2011).

Nesse processo, os nêutrons colidem com o núcleo que está quase sempre em seu estado fundamental assim, o nêutron reaparece e o núcleo é deixado em seu estado fundamental. O nêutron, neste caso, é dito que sofreu espalhamentos elásticos pelo núcleo, sendo abreviada a reação pelo símbolo (n,n) (LAMARSH; BARATTA, 2001; BYRNE, 2011).

A.2.2 Espalhamento Inelástico

Esse processo é semelhante ao espalhamento elástico exceto que o núcleo é deixado em um estado excitado. Isso se dá porque a energia é retida pelo núcleo e demonstra claramente uma interação endotérmica. O espalhamento inelástico é representado pela reação (n,n'). O núcleo excitado decai por emissão gama, e neste caso, a radiação gama originada do espalhamento inelástico é chamada de raios gama inelásticos (LAMARSH; BARATTA, 2001; BYRNE, 2011).

A.2.3 Reação de Captura

Esse tipo de reação ocorre com maior probabilidade quando os nêutrons possuem energia média comparável à energia dos átomos do meio em que se encontram. Desta forma, há a

probabilidade de que os nêutrons que estão nas proximidades dos núcleos atômicos sejam capturados, formando um núcleo composto de número mássico ($A + 1$) em estado excitado, com energia entre 5 e 10 MeV, o que provoca a emissão de raios gama ou de partículas. Podem ocorrer reações do tipo (n, p) , $(n, 2n)$, (n, α) ou (n, γ) (SANTOS, 2011).

Em uma reação que pode ocorrer, o nêutron é capturado pelo núcleo e um ou mais raios gama são emitidos e simbolizado por (n, γ) . Esses raios são denominados de raios gama por captura sendo esse processo uma interação endotérmica (LAMARSH; BARATTA, 2001; BYRNE, 2011).

A.3 Reações Nucleares

Nesses processos o nêutron incidente passa pela barreira coulombiana e adentra o núcleo e partículas como prótons, deutério, partículas alfa, trítio, e raios gama são emitidos (SANTOS, 2011).

A.3.1 Reações de Partículas Carregadas

Nesse tipo de reação os nêutrons são absorvidos pelo núcleo e essas reações de absorção pode ser do tipo (n, α) e (n, p) . Estas reações também podem ser tanto exotérmica ou endotérmica (LAMARSH; BARATTA, 2001; BYRNE, 2011).

A.3.2 Reações Produtoras de Nêutrons

As reações do tipo $(n, 2n)$ e $(n, 3n)$ também ocorrem com os nêutrons, de tal forma que 2 ou 3 nêutrons são extraídos a partir do núcleo atingido. A reação $(n, 2n)$ é especialmente importante nos reatores que contem água pesada ou berílio uma vez que H^2 e Be^9 podem ter nêutrons facilmente ejetados (LAMARSH; BARATTA, 2001; BYRNE, 2011).

A.3.3 Fissão

A fissão foi descoberta em 1939 por Hahn e Strassman. Observado através do bombardeando do urânio com nêutrons havendo como resultado a produção de núcleos menores. Perceberam imediatamente que uma enorme quantidade de energia de ligação poderia ser liberada na fissão. Medidas logo após o fenômeno mostraram que uma energia de ordem de 200 MeV por fissão era liberada nesse processo e que o era em grande parte sob a forma de energia cinética

dos dois fragmentos dessa reação. A fissão pode ser caracterizada de duas formas: a fissão espontânea e a fissão induzida (EISBERG; RESNICK, 1979):

A.3.3.1 *Fissão Espontânea*

Os nêutrons colidem com certos núcleos causando a separação e a criação de novos núcleos. Essa reação é a principal fonte de energia nuclear para aplicações práticas (LAMARSH; BARATTA, 2001; BYRNE, 2011).

Por exemplo, as reações de espalhamento, ambas elásticas e inelásticas, devem ser através de um processo cujo o nêutron é primeiro absorvido pelo núcleo alvo. Muitas dessas reações podem ser visualizadas em duas etapas envolvendo a formação de um novo núcleo cujo número atômico é inalterado, mas cujo número de massa é aumentado de 1 (um) (LAMARSH; BARATTA, 2001; BYRNE, 2011).

A.3.3.2 *Fissão induzida*

Um processo muito importante é a fissão induzida, que ocorre habitualmente quando um nêutron de baixa energia adentra no núcleo (EISBERG; RESNICK, 1979).

A.3.4 Fusão

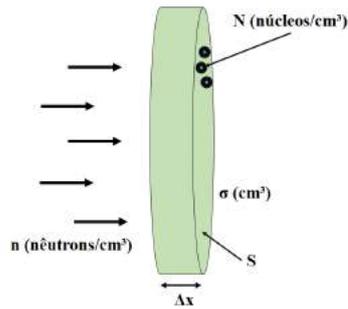
O processo de fusão consiste na formação de um núcleo mais estável a partir da reunião de dois núcleos possuindo baixos valores da massa atômica (A). O processo mais comum da reação de fusão é (H+H) ou (H+D) formando núcleos estáveis com valores de A bem abaixo de 60. Esse tipo de reação é extremamente eficiente pois a cada 14 MeV emitidos com a formação de um dêuteron, a taxa de energia liberada é de 7 MeV/nucleon. Energia essa bem acima da liberada que a da fissão que é de 200 MeV para cada 200 nucleons (EISBERG; RESNICK, 1979).

É razoável afirmar que a fusão e a fissão são fenômenos muito importante na natureza. A fusão de núcleos de baixo A em movimento térmico é a fonte de energia do sol. Assim, em última análise, ele é também a fonte de energia de todos os processos naturais físicos e biológicos sobre a Terra (EISBERG; RESNICK, 1979).

A.3.5 Seção de Choque

A seção de choque é a medida que as partículas interagem com os núcleos em termos de quantidades e está representando na figura 45.

Figura 45 – Representação da interação entre um feixe de nêutrons em uma superfície (S) com N núcleos-alvo (seção de choque microscópica)



Fonte: Própria

Considerando que n nêutrons (projéteis) sejam lançados sobre núcleos-alvos distribuídos em uma fina lâmina (alvo), cuja espessura seja Δx e sua área S , contendo N núcleos/cm³, o número de núcleos que se apresentam para a reação com o fluxo incidente será dado pelo produto $N.S.\Delta x$, referindo-se a seção de choque macroscópica.

Associando o fenômeno da reação com o de colisão, pode-se considerar que a área total suscetível a colisão é expressa por:

$$\sigma.N.S(\Delta x) \quad (A.1)$$

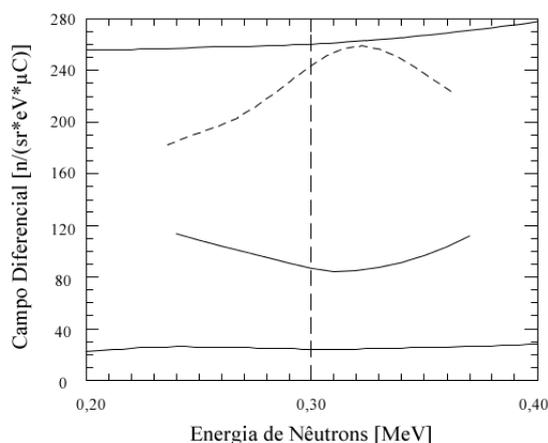
Onde σ é uma constante de proporcionalidade, que depende da natureza dos núcleos e das energias envolvidas no processo. No caso de colisão, σ seria a área do alvo exposta por cada núcleo para um nêutron incidente. Essa relação é denominada como seção de choque microscópica. Como se trata de uma reação nuclear, que nem sempre ocorre mesmo que os núcleos se encontrem, o valor de σ pode ser associado à probabilidade de ocorrência da reação com um único núcleo.

A seção de choque microscópica (σ) de um elemento químico, para uma dada reação, é dada em função das propriedades do núcleo e da energia do nêutron incidente. Ela corresponde à área efetiva em que o nêutron pode interagir com o núcleo do elemento alvo. O valor extremamente reduzido da área de um núcleo induziu a definição de uma unidade especial, *barn*, que equivale a 10^{-24} cm² (LAMARSH; BARATTA, 2001; BYRNE, 2011).

A.3.6 Seção de Choque Diferencial

O nêutron produzido na seção de choque diferencial é uma propriedade principal de uma fonte de nêutrons. A Figura 46, apresenta nêutrons de 0,3 MeV, o rendimento monoenergético máximo para esta energia não é necessariamente obtida a 0° . Para $p\text{-}^7\text{Li}$, o rendimento a 70° é cerca de 3 vezes maior que é apresentada a 0° . Tal informação do rendimento bidimensional pode ser encontrada para as reações básicas na forma do gráfico, ou podem ser obtidos de uma grande variedade de reações por meio de um programa computacional (DROSG, 2000).

Figura 46 – Rendimento neutrônico específico para o produto-íon de nêutrons de 0,3 MeV. De baixo para cima: $p\text{-}^{11}\text{B}(0^\circ)$, $p\text{-}^7\text{Li}(0^\circ)$, $p\text{-}^7\text{Li}(70^\circ)$, $p\text{-}^3\text{H}(0^\circ)$



Fonte: DROSG (2000)

A.4 Fontes Neutrônicas

As fontes neutrônicas diferenciam entre si pela natureza do elemento alvo ou pelo radio-núclídeo produzido pela reação nuclear. As fontes mais importantes são: a fissão espontânea, reatores nucleares, as fontes radioisotópicas, as fontes de fotonêutrons e os aceleradores de partículas. Outra fonte alvo de pesquisas são os nêutrons de origem cósmica, que agem como radiação de fundo (SANTOS, 2011).

Nêutrons monoenergéticos podem ser produzidos por reações entre os isótopos de hidrogênio ou através de reações entre prótons e ^9Be , entre outras reações. As reações comumente utilizadas são $^7\text{Li}(p,n)$, $^9\text{Be}(p,n)$, $\text{T}(p,n)$, $\text{D}(d,n)$ e $\text{T}(d,n)$. Na tabela 12 encontram-se algumas reações do tipo (p,n).

Tabela 12 – Energias de reações do tipo (p,n)

Tipo de Reação	Valor de Q (MeV)	Faixa de Energia de Projeção (MeV)		Faixa de Energia dos Nêutrons (keV)		E_{n0max} (MeV)
		De:	Para:	De:	Para:	
${}^3\text{H}(p,n_0){}^3\text{He}$	0,764	1,0191	1,1473	64	288	7
${}^6\text{Li}(p,n_0){}^6\text{Be}$	-5,071	5,9223	6,0940	122	503	2,558
${}^7\text{Li}(p,n_0){}^7\text{Be}$	-1,644	1,8807	1,9204	29,7	121	0,651
${}^9\text{Be}(p,n_0){}^9\text{B}$	-1,851	2,0578	2,0840	21,8	84,5	1,951
${}^{10}\text{Be}(p,n_0){}^{10}\text{B}$	-0,227	0,2496	0,2522	2,1	8,4	1,176
${}^{10}\text{B}(p,n_0){}^{10}\text{C}$	-4,431	4,8774	4,9275	41	165	4,055
${}^{11}\text{B}(p,n_0){}^{11}\text{C}$	-2,765	3,0187	3,0443	21,3	85,8	2,388
${}^{12}\text{C}(p,n_0){}^{12}\text{N}$	-18,121	19,657	19,798	119	479	1,678
${}^{13}\text{C}(p,n_0){}^{13}\text{N}$	-3,003	3,2363	3,2559	16,8	67,5	2,278
${}^{14}\text{C}(p,n_0){}^{14}\text{N}$	-0,626	0,6714	0,6749	3,2	12,2	2,415
${}^{15}\text{N}(p,n_0){}^{15}\text{O}$	-3,537	3,7748	3,7920	15,8	60,3	5,742
${}^{36}\text{Cl}(p,n_0){}^{36}\text{Ar}$	-0,076	0,07757	0,07763	0,1	0,3	2,028
${}^{39}\text{Ar}(p,n_0){}^{39}\text{K}$	-0,219	0,2248	0,2250	0,2	0,6	2,593
${}^{59}\text{Co}(p,n_0){}^{59}\text{Ni}$	-1,858	1,8897	1,8902	0,5	2,1	0,33

Fonte: DROSG (2000)

A.4.1 Reatores Nucleares e Aceleradores de partículas

São instalações que utilizam a reação nuclear de fissão de maneira controlada. Os reatores podem ser divididos em dois grupos: os reatores de potência, usados como propulsores ou para a geração de energia elétrica e os reatores de pesquisa, utilizados em experimentos e/ou para a produção de radioisótopos utilizados na medicina nuclear.

Um reator nuclear pode gerar feixes neutrônicos com intensidades entre 10 e 100 vezes maiores que as fontes anteriormente citadas ou seja, na ordem de 10^{13} e 10^{15} $\text{n.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$. E possui como principais desvantagens a necessidade de um alto investimento inicial, a falta de mobilidade, bem como a elevada produção de raios gama.

Já os aceleradores de partículas também tem sido utilizados como fontes de nêutrons a fim de disponibilizar feixes de nêutrons monoenergéticos. Assim, as reações (d,n) têm sido utilizadas com frequência por possuírem uma ampla faixa monoenergética (ver Tabela 13, E_{n0max}) (DROSG, 2000).

A.4.2 Fontes radioisotópicas (α ,n)

Fontes amplamente utilizadas, elas são obtidas a partir da mistura de um nuclídeo emissor alfa (${}^{226}\text{Ra}$, ${}^{210}\text{Po}$, ${}^{239}\text{Pu}$, ${}^{241}\text{Am}$) com outros elementos de número atômico menor que são

Tabela 13 – Seleção nuclear e propriedades cinemáticas de reações do tipo (d,n) e inversa do tipo (d,n)

Tipo de Reação	Valor de Q (MeV)	E_{n0min} (MeV)	E_{separ} (MeV)	Nº nhas $E_d = 0$	Li- até	E_{n0max} (MeV)	E_{n0max} (MeV)
					(d,n)		inv.(d,n)
$^2\text{H}(d,n)^3\text{He}$	3,269	2,449	-	1		7,706	7,706
$^3\text{H}(d,n)^4\text{He}$	17,589	14,029	-	1		20,461	23,006
$^{20}\text{Ne}(d,n_0)^{21}\text{Na}$	0,206	0,197	-	1		0,344	0,644
$^{24}\text{Mg}(d,n_0)^{25}\text{Al}$	0,046	0,044	-	1		0,483	1,192
$^{28}\text{Si}(d,n_0)^{29}\text{P}$	0,522	0,505	-	1		1,444	3,208
$^{32}\text{S}(d,n_0)^{33}\text{Cl}$	0,050	0,049	-	1		0,855	2,207
$^7\text{Li}(d,n_0)^8\text{Be}$	15,030	13,338	2,696	3		16,549	21,461
$^{11}\text{B}(d,n_0)^{12}\text{C}$	13,732	12,663	4,092	10		13,499	15,923
$^{13}\text{C}(d,n_0)^{14}\text{N}$	5,326	4,968	2,157	5		5,597	7,307
$^{15}\text{N}(d,n_0)^{16}\text{O}$	9,902	9,312	5,690	8		10,118	12,741

Fonte: DROSG, (2000)

utilizados como alvo (^9Be , ^7Li , ^{24}Na , ^{19}F) sendo o mais utilizado o ^9Be .

Os nêutrons originários das fontes radioisotópicas são produzidos a partir de uma reação nuclear que ocorre no material alvo, onde o mesmo é bombardeado por partículas alfa emitidas pelo radioisótopo.

São apresentadas a seguir algumas características das fontes radioisotópicas mais utilizadas nos laboratórios:

- Fontes $^{226}\text{RaBe}$: emitem nêutrons com energia de cerca de 1 MeV até 13 MeV. Possuem meia-vida longa (1600 anos) o que lhes permitiu ser muito utilizada como uma fonte padrão de emissão de nêutrons, aplicação atualmente em desuso. Uma de suas características é a alta taxa de produção de raios gama de fundo (BECKURTS; WIRTZ, 1964; KNOLL, 2000).
- Fontes $^{239}\text{PuBe}$: possuem como característica principal meia-vida longa (o plutônio decai com meia-vida aproximada de 24000 anos) e apresentam baixa produção de raios gama de fundo e uma baixa emissão de nêutrons (BECKURTS; WIRTZ, 1964).
- Fontes $^{241}\text{AmBe}$: essas fontes emitem nêutrons intensamente e uma meia-vida de 433 anos; possuem espectro contínuo de energia entre 0 e 13 MeV, energia média aproximada em 5 MeV; têm a desvantagem de possuírem dimensões com volume em torno de algumas dezenas de cm^3 , o que não lhes permitem serem consideradas pontuais quando utilizadas para calibração de instrumentos dosimétricos. Contudo, devido ao seu baixo custo e à

possibilidade de obtenção de altas taxas de emissão de nêutrons, são as mais utilizadas pelos centros de pesquisa e serviços de calibração (BECKURTS; WIRTZ, 1964; KNOLL, 2000).