

UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA

Medidas de Espalhamento
Ressonante ${}^6\text{He}+p$ e da Reação
 ${}^3\text{He}({}^7\text{Be},\alpha){}^6\text{Be}$

Rubén PAMPA CONDORI

Tese de Doutorado apresentada ao Instituto
de Física da USP para obtenção do título de
DOUTOR EM CIÊNCIAS

Orientador: Prof. Dr. Rubens LICHTENTHÄLER FILHO

Banca Examinadora:

Prof. Dr. Rubens LICHTENTHÄLER FILHO(IFUSP)

Prof. Dr. Luiz CARLOS CHAMON(IFUSP)

Prof. Dr. Nemitala ADDED(IFUSP)

Prof. Dr. Brett VERN CARLSON(ITA)

Prof. Dr. Andrés ARAZI(TANDAR/CNEA)

São Paulo
2012

FICHA CATALOGRÁFICA
Preparada pelo Serviço de Biblioteca e Informação
do Instituto de Física da Universidade de São Paulo

Pampa Condori, Rubén

Medidas de espalhamento ressonante ${}^6\text{He}+p$ e da reação ${}^3\text{He}({}^7\text{Be},\alpha){}^6\text{Be}$ – São Paulo, 2012.

Tese (Doutorado) – Universidade de São Paulo.
Instituto de Física – Depto. de Física Nuclear

Orientador: Prof. Dr. Rubens Lichtenthäler Filho

Área de Concentração: Física

Unitermos: 1. Física nuclear; 2. Reações nucleares;
3. Feixes radioativos; 4. Núcleos exóticos.

USP/IF/SBI-099/2012

Agradecimentos

Meus sinceros agradecimentos:

Ao Prof. Dr. Rubens Lichtenthäler Filho pela orientação que tornou possível a conclusão do presente trabalho.

À todos os membros do grupo de Reações Diretas e Núcleos Exóticos. Em especial ao Dr. Pedro Neto de Faria por ter me prestado sua ajuda e conhecimento na hora da montagem das experiências realizadas no presente trabalho.

Aos meus amigos do IFUSP, de uma forma ou de outra, contribuíram com sua amizade e com sugestões efetivas para a realização deste trabalho, gostaria de expressar minha profunda gratidão.

À todos os funcionários do Edifício Oscar Sala que, direta ou indiretamente, permitiram que este trabalho fosse realizado.

À minha família por terem dado o contínuo apoio em todos estes anos.

Ao convênio CNPq/CLAF pelo apoio financeiro deste trabalho.

Resumo

A espectroscopia de núcleos leves como ${}^6,{}^7\text{Li}$ e outros no contínuo é ainda um campo relativamente pouco explorado, e a possibilidade de se produzir esses núcleos a partir de canais de entrada envolvendo núcleos exóticos é relativamente recente. Em particular, o estudo do ${}^7\text{Li}$ em energias de excitação em torno do limiar ${}^6\text{He}+p$ é interessante pois corresponde a uma região próxima ao estado fundamental do exótico análogo isobárico ${}^7\text{He}$.

Neste trabalho, apresentamos resultados de um estudo do espalhamento ressonante ${}^6\text{He} + p$ utilizando feixe de ${}^6\text{He}$. As medidas da função de excitação ${}^6\text{He} + p$ foram realizadas no sistema RIBRAS ("Radioactive Ion Beams in Brasil") do Instituto de Física da Universidade de São Paulo. O feixe secundário foi produzido mediante a reação primária ${}^9\text{Be}({}^7\text{Li}, {}^6\text{He})$. Fez-se pela primeira vez, uso do conjunto de dois solenóides do sistema RIBRAS para purificar o feixe secundário de ${}^6\text{He}$, que incide em um alvo sólido de CH_2 , grosso o bastante para parar o feixe incidente de ${}^6\text{He}$. Assim, somente as partículas leves de recuo foram detectados, as quais levam a informação do sistema composto ${}^7\text{Li}$. Dessa forma foram analisados os espectros obtidos das reações $p({}^6\text{He}, p)$ e $p({}^6\text{He}, \alpha)$.

Além disso realizamos um estudo da reação ${}^3\text{He}({}^7\text{Be}, \alpha){}^6\text{Be}$. A experiência foi realizada no CRIB-RIKEN fazendo uso de um feixe puro de ${}^7\text{Be}$ e um alvo gasoso de ${}^3\text{He}$. O feixe de ${}^7\text{Be}$ tem uma energia de laboratório de $E_{lab} = 53.4\text{MeV}$ e foi produzido pela reação primária de ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ usando um alvo criogênico H_2 . Existem na literatura estados excitados identificados nos núcleos ${}^6\text{Li}$ e ${}^6\text{He}$, mas apenas poucos estados no ${}^6\text{Be}$. Além do interesse na estrutura nuclear, a importância destes estados no ${}^6\text{Be}$ próximos ao limiar de ${}^3\text{He} - {}^3\text{He}$ a 11.48MeV está principalmente na astrofísica. A possível existência de ressonâncias perto deste limiar poderia trazer fortes implicações na queima próton-próton em estrelas.

Abstract

The spectroscopy in the continuum of light nuclei such as ${}^{6,7}\text{Li}$ and others still remains a relatively unexplored field, and the ability to produce these nuclei from entrance channels involving exotic nuclei is relatively recent. In particular, the study of ${}^7\text{Li}$ at excitation energies around the ${}^6\text{He}+p$ threshold is interesting since it corresponds to a region near to the ground state of the exotic analog isobaric ${}^7\text{He}$. In this work we present the results of the study of the resonant scattering $p+{}^6\text{He}$. The measurements of the excitation function of the system $p+{}^6\text{He}$ have been performed in the RIBRAS system ("Radioactive Ion Beams in Brasil") of the Institute of Physics of the University of São Paulo. The secondary beam has been produced by the primary reaction ${}^9\text{Be}({}^7\text{Li}, {}^6\text{He})$. For the first time, the two solenoids of the RIBRAS system have been used to purify the secondary ${}^6\text{He}$ beam, which collides into a solid CH_2 , thick enough to stop the incident ${}^6\text{He}$ beam. Only the light recoil particles have been detected, which provide information of the compound system ${}^7\text{Li}$. We analyzed the spectrum obtained from the $p({}^6\text{He}, p)$ and $p({}^6\text{He}, \alpha)$ reactions.

In addition, we performed a study of the ${}^3\text{He}({}^7\text{Be}, \alpha){}^6\text{Be}$ reaction. The experiment has been performed at the CRIB-RIKEN laboratory (Japan), using a pure ${}^7\text{Be}$ beam and a ${}^3\text{He}$ gas target. The ${}^7\text{Be}$ beam had an energy of $E_{lab} = 53.4\text{MeV}$ and has been produced by the ${}^7\text{Li}(p, n){}^7\text{Be}$ primary reaction, using a H_2 cryogenic target. There are in the literature, excited states identified in the nuclei ${}^6\text{Li}$ and ${}^6\text{He}$ but only a few states in ${}^6\text{Be}$. Besides the interest in nuclear structure, the importance of these states at ${}^6\text{Be}$ near the threshold of ${}^3\text{He}-{}^3\text{He}$ at 11.48MeV lies mainly in astrophysics. The possible existence of resonances near this threshold could bring strong implications for proton-proton burning in stars.

Conteúdo

1	Introdução	1
2	Fundamentos Teóricos	5
2.1	Ressonâncias em Física Nuclear	5
2.2	Espalhamento por um Potencial Coulombiano e Nuclear	6
2.2.1	Espalhamento por um Potencial Coulombiano	6
2.2.2	Modelo de Potencial para Reações de Captura de Núcleon	8
2.2.3	Reações de captura	9
2.2.4	Método simples para determinar as ressonâncias do potencial	10
2.2.5	Aplicação ao sistema $^{16}\text{O} + p \rightarrow ^{17}\text{F} + \gamma$	14
2.2.6	Aplicação ao sistema $^6\text{He} + p \rightarrow ^7\text{Li} + \gamma$	14
2.2.7	Penetrabilidade $P_\ell(E)$	15
2.3	Ressonâncias na Matriz-S e a expressão de Breit-Wigner	17
2.4	Aproximação de Born de ondas distorcidas (DWBA)	19
 I Laboratório Aberto de Física Nuclear Pelletron(LAFN)		 23
3	Descrição do Aparato Experimental	25
3.1	Laboratório Aberto de Física Nuclear(LAFN)	25
3.1.1	Fonte de Íons	25
3.1.2	Acelerador Pelletron	27
3.2	Sistema RIBRAS(Radioactive Ion Beams in Brasil)	30
3.2.1	Alvo Primário	33
3.2.2	Modo de Operação dos Solenóides	33
3.3	Feixes Contaminantes	38
4	A Experiência p(^6He,p)	41
4.1	Introdução da Experiência	41
4.2	Alvos Utilizados	43
4.3	Montagem dos Detectores Utilizados	43
4.4	Eletrônica de Aquisição	44
4.5	Calibração dos Detectores	49
4.6	Correntes aplicadas aos solenóides	51
4.7	Cálculo da Secção de Choque Experimental	54

5	Análise dos Dados e Resultados	55
5.1	Espectro biparamétrico com o alvo de ^{197}Au	56
5.2	Espectro biparamétrico com o alvo de CH_2	57
5.3	A resolução experimental em energia	61
5.4	Transformação da contagem N_{cont} para $\frac{d\sigma}{d\Omega}$	62
5.5	Método utilizado no ajuste de picos por Breit-Wigner	64
5.6	Espectro dos Prótons	65
5.6.1	Energia incidente de ${}^6\text{He} = 12.2\text{MeV}$	65
5.6.2	Energia incidente de ${}^6\text{He} = 9.34\text{MeV}$	73
5.6.3	Energia incidente de ${}^6\text{He} = 7.69\text{MeV}$	77
5.7	Espectro das partículas α	79
5.7.1	Energia incidente de ${}^6\text{He} = 12.2\text{MeV}$	79
5.7.2	Energia incidente de ${}^6\text{He} = 9.34\text{MeV}$	82
5.7.3	Energia incidente de ${}^6\text{He} = 7.69\text{MeV}$	87
5.8	Resultados da segunda experiência	88
5.8.1	Energia incidente de ${}^6\text{He} = 11.5\text{MeV}$	89
5.8.2	Energia incidente de ${}^6\text{He} = 12\text{MeV}$	89
5.8.3	Ajuste aos espectros de prótons	89
5.8.4	Cálculo da secção de choque	93
5.8.5	Cálculo da taxa de produção	94
5.8.6	Um modelo para o ${}^7\text{He}$	97
II	RIKEN	99
6	A experiência ${}^3\text{He}({}^7\text{Be},\alpha){}^6\text{Be}$	101
6.1	Motivação	101
6.2	Aparato Experimental	105
6.2.1	Sistema CRIB	105
6.2.2	Câmara de espalhamento	105
6.2.3	O sistema de detecção utilizado	107
7	Análise dos dados e Resultados da reação ${}^3\text{He}({}^7\text{Be},\alpha){}^6\text{Be}$	111
7.1	Espectro biparamétrico $\Delta E - E$	111
7.2	Ajuste dos espectros por a expressão de Breit-Wigner	115
7.3	Determinação do ângulo sólido de detecção ($\Delta\Omega$)	118
7.4	Distribuições angulares	118
8	Conclusões	123
	Bibliografia	125

Lista de Figuras

1.1	Carta de nuclídeos [car]. Os números inseridos no gráfico correspondem aos números mágicos. Na região central, em cor preta, encontram-se os núcleos estáveis. Acima e abaixo desta região estão as regiões dos núcleos instáveis por decaimento $\beta+$ e $\beta-$ respectivamente. Fora destas regiões temos emissão de núcleons. Os excessos de nêutrons ou de prótons são tão grandes que os nêutrons ou prótons adicionais não ficam mais ligados. Este limite denomina-se linha de evaporação ou "drip-line" . . .	3
2.1	Esquema do poço de potencial infinito, com seus níveis de energia, e do poço quadrado para o sistema $n+{}^8\text{Li}$. Onde E_b é a energia de ligação do nucleon o qual corresponde ao primeiro nível de energia do poço de potencial infinito e a primeira ressonância do poço quadrado corresponde ao segundo nível de energia e assim em diante. V_O é a profundidade do potencial e $R = r_o A^{\frac{1}{3}}$ é o raio do núcleo para os dois potenciais.	11
2.2	Diagrama de níveis de energia para os sistemas $p+{}^6\text{Li}$ e $n+{}^7\text{Li}$. Os números à direita são os valores das energias em MeV . . .	13
2.3	Cálculos com o modelo de potencial para as reações ${}^{16}\text{O}(p, \gamma){}^{17}\text{F}$. Os pontos nos indicam os dados experimentais. A linha sólida indica a captura no estado fundamental	14
2.4	Secção de choque para ${}^6\text{He}(p, n){}^6\text{Li}$. Os pontos nos indicam os dados experimentais e a linha sólida é o resultado do cálculo com o modelo de potencial	15
2.5	Barreira associada com a penetrabilidade. Entre o ponto de retorno r_o e a barreira em r_n as barreiras Coulombiana e centrífuga são consideradas	16
2.6	Pólos da matriz-S no plano complexo k correspondentes a ressonâncias(simbolo o) e os estados ligados(simbolo x)	17
2.7	Vetores coordenados para uma reação de transferência.	20
3.1	Desenho do Laboratório Aberto de Física Nuclear Pelletron [Cortesia de J.C. Terassi]	26
3.2	Foto da fonte de íons MC-SNICS ("Multicathode Source of Negative Ions by Cesium Sputtering") instalada no LAFN[laf] . . .	28

3.3	Desenho esquemático da fonte de íons ilustrando algumas de suas principais componentes como são o disco multi-catodo que pode conter até 32 cátodos, o reservatório de Cs, o ionizador, e o extrator do feixe.	29
3.4	Esquema do acelerador Pelletron [Cortesia de J.C. Terassi] . .	31
3.5	Desenho esquemático da área experimental, onde se ilustra as diversas canalizações ou linhas experimentais. Uma dessas linhas é destinada ao Sistema Ribras (linha 45B)[Cortesia de J.C. Terassi].	32
3.6	(a)Foto do sistema RIBRAS(Radiactive Ion Beam in Brazil). (b)Esquema do sistema RIBRAS	34
3.7	(a)Câmaras do alvo primário e do copo de Faraday. (b)Desenho esquemático do alvo primário e do copo de Faraday.	35
3.8	Corte perpendicular de um solenóide mostrando algumas das suas componentes	36
3.9	Modos de focalização no sistema RIBRAS	37
3.10	Comparação entre os espectros biparamétricos $\Delta E \times E$ obtido com um alvo de ^{197}Au na câmara intermediária(acima) após o primeiro solenóide para o feixe de ^6He o qual só tem um 16% de pureza. Já na câmara de espalhamento(abaixo) o feixe de ^6He tem 92% de pureza ou seja grande parte dos contaminantes foram eliminados após o segundo solenóide em comparação com o espectro obtido na câmara intermediária após o primeiro solenóide.	39
4.1	Diagrama de níveis do tripleto isobárico $A=7$ publicado em [Tilley 2002].	42
4.2	Desenho esquemático da técnica do "alvo grosso"	43
4.3	Desenho Esquemático do sistema RIBRAS para a presente experiência. Fazendo uso dos dois solenóides e um degradador(absorvedor) no "crossing point"(câmara intermediária) esperamos ter um feixe de ^6He quase 100% puro . .	44
4.4	Desenho esquemático do porta alvos na câmara central. Utilizou-se um alvo de ^{197}Au , um alvo sólido de CH_2 (folha de polietileno) e um alvo de $\text{C}_{10}\text{H}_8\text{O}_4$ (Mylar)	45
4.5	Desenho esquemático do porta alvos na câmara final. Utilizou-se um alvo de ^{197}Au , um alvo de carbono C, e dois alvos de CH_2 de duas espessuras diferentes.	46
4.6	(a) Desenho esquemático dos detectores na câmara final (b)Foto da montagem dos telescópios na câmara final	47

4.7	Esquema da eletrônica usada na experiência para o caso de um telescópio	48
4.8	Espectros de energia das partículas α de 5.486MeV emitidos pela fonte de ^{241}Am (a)Espectro biparamétrico obtido com os detectores ΔE e E montados no telescópio 2 (b) Neste espectro retirou-se o detector ΔE e obteve-se o espectro apenas para o detector E	50
4.9	Retas de calibração obtidas para o telescópio 1. (lado esquerdo) A reta de calibração para o detector fino $\Delta E1$. (lado direito)Para a calibração do detector grosso $E1$ só temos um ponto (fonte α).	51
4.10	Formato do cartão de entrada utilizado pelo programa TWSP.	52
4.11	Saída na tela após o programa TWSP ser invocado onde os valores de I_{sol1} e I_{sol2} são fornecidas.	52
4.12	Simulação realizada com o programa TWSP. Nesta figura pode-se observar a focalização do feixe de ^6He para uma energia de 18.9MeV sem nenhum absorvedor na câmara do meio ou intermediária.	53
5.1	Espectro biparamétrico obtido com o alvo de ^{197}Au com uma espessura de $3.36\text{mg}/\text{cm}^2$ para o telescópio 1 da figura 4.6. O feixe de ^6He neste espectro está delimitado pela linha preta para uma energia incidente de ^6He de 12.2MeV.	56
5.2	Espectro biparamétrico ΔE vs E_{total} obtido com Eq. 4.3 com um alvo de ^{197}Au correspondente a figura 5.1.	57
5.3	Diagrama de níveis para o ^7Li e o ^7He [Tilley 2002].	58
5.4	Espectro biparamétrico ΔE vs E_{total} obtido para o alvo CH_2 de $12\frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$ para uma energia incidente de $E(^6\text{He})=12.2\text{MeV}$ correspondente ao telescópio 1 da Fig. 4.6.	59
5.5	Ajuste polinomial ao $\frac{dE}{dx}$ obtido com o programa STOPX . . .	63
5.6	Espectro de prótons obtidos com um alvo de CH_2 de $12\frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$ de espessura, para energia incidente de $E_{^6\text{He}} = 12.2\text{MeV}$. A linha tracejada representa o "background" devido às reações com o C presente no alvo de CH_2	65
5.7	Após a reação $p(^6\text{He},p)$ o próton de recuo perde energia ao atravessar a distância $L - x$	66
5.8	Relação entre os prótons detectados E_p^{det} e prótons após a reação E_p , para energia incidente de $E_{^6\text{He}} = 12.2\text{MeV}$. Os pontos foram calculados com os programas STOPX e KINEQ. Fez-se um ajuste polinomial aos pontos calculados	67

5.9	Energia de excitação do ${}^7\text{Li}$ com fundo já subtraído, para energia incidente de $E_{6\text{He}} = 12.2\text{MeV}$	68
5.10	Secção de choque diferencial $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ para uma energia incidente de $E_{6\text{He}} = 12.2\text{MeV}$ num alvo de CH_2 de $12\frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$	69
5.11	Ajuste da secção de choque diferencial. Os picos são ajustados por meio de uma lorentziana convolucionada com uma gaussiana que descreve a influência da resolução experimental na largura do pico. Neste caso para uma energia incidente de ${}^6\text{He}$ de 12.2MeV a resolução experimental foi calculado para ter uma largura de $\Gamma_G = 73\text{KeV}$	70
5.12	Comparação da secção de choque obtido com o código RADCAP[Bertulani 2003] e o ajuste a secção de choque diferencial mediante o código XFIT[Amadio]. Para energia incidente de $E_{6\text{He}} = 12.2\text{MeV}$	71
5.13	Ajuste da secção de choque diferencial. Neste caso para utilizou-se uma resolução experimental com uma largura de $\Gamma_G = 200\text{KeV}$. Para energia incidente de $E_{6\text{He}} = 12.2\text{MeV}$	72
5.14	Espectro de prótons obtidos com um feixe secundário incidente de $E_{6\text{He}} = 9.34\text{MeV}$ sobre um alvo de CH_2 de $6\frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$ de espessura. A linha tracejada representa o "background" devido às reações com o C presente no alvo de CH_2	74
5.15	Energia de excitação do ${}^7\text{Li}$	75
5.16	Secção de choque diferencial $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ para uma energia incidente de $E_{6\text{He}} = 9.34\text{MeV}$ num alvo de CH_2	75
5.17	Ajuste da secção de choque diferencial. Os picos são ajustados por meio de uma lorentziana convolucionada com uma gaussiana que descreve a influência da resolução experimental na largura do pico. Neste caso para uma energia incidente de ${}^6\text{He}$ de 9.34MeV a resolução experimental foi calculado para ter uma largura de $\Gamma_G = 40\text{KeV}$. A linha vertical vermelha indica a máxima energia de excitação que o feixe incidente de ${}^6\text{He}$ nos fornece. Os dados depois da linha vermelha se devem a que feixe incidente de ${}^6\text{He}$ não é monoenergético e o feixe tem uma largura em energia.	76
5.18	Espectro de prótons obtidos com um feixe secundário incidente de $E_{6\text{He}} = 7.69\text{MeV}$ sobre um alvo de CH_2 de $6\frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$ de espessura. A linha tracejada representa o "background" devido às reações com o C presente no alvo de CH_2	77
5.19	Energia de excitação do ${}^7\text{Li}$ para uma energia incidente de $E_{6\text{He}} = 7.69\text{MeV}$	78

5.20	Espectro das partículas α obtidos com um feixe secundário incidente de $E_{\text{He}} = 12.2\text{MeV}$ sobre um alvo de CH_2 de $12\frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$ de espessura. A linha tracejada é o espectro com alvo de carbono de $15\text{mg}/\text{cm}^2$, e representa o "background" devido às reações com o C.	80
5.21	(acima)Espectro biparamétrico para o alvo de ^{197}Au para um feixe secundário incidente de $E_{\text{He}} = 12.2\text{MeV}$. Aqui se circundou a linha correspondente às partículas α . (abaixo) Projeção da linha correspondente às partículas α circundada no espectro acima no eixo da energia E_{total}	81
5.22	Espectro das partículas α 's obtidos com um feixe secundário incidente de $E_{\text{He}} = 9.34\text{MeV}$ sobre um alvo de CH_2 de $6\frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$ de espessura. A linha tracejada representa o "background" devido às reações com o C presente no alvo de CH_2	83
5.23	Espectro das α 's tendo descontado o "background" de carbono para uma energia incidente de $E_{\text{He}} = 9.34\text{MeV}$. A figura insertada no canto esquerdo é um zoom do círculo vermelho que sinaliza o pico devido ao estado excitado do ^7Li que é reportado na literatura em 11.24MeV	84
5.24	Ajuste ao espectro das partículas α 's. O pico é ajustado por meio de uma lorentziana convolucionada com uma gaussiana que descreve a influência da resolução experimental na largura do pico. Neste caso para uma energia incidente de ^6He de 9.34MeV a resolução experimental foi calculado para ter uma largura de $\Gamma_G = 89\text{KeV}$ no caso das partículas α	85
5.25	Espectro das partículas α 's obtidos com um feixe secundário incidente de $E_{\text{He}} = 9.34\text{MeV}$ sobre um alvo de CH_2 de $6\frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$ de espessura. A linha tracejada representa o "background" devido às reações com o C presente no alvo de CH_2	87
5.26	Desenho esquemático dos detectores na câmara final utilizado na segunda experiência. O telescópio 1 esta composto por três detectores(ver tabela 5.4). O telescópio 1 e 2 estão a uma distância fixa de 140.05mm e 74.41mm do alvo secundário respectivamente.	88

5.27	Espectros biparamétricos obtidos com um feixe secundário incidente de $E_{6He} = 11.5\text{MeV}$ sobre um alvo de CH_2 de $12\frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$ de espessura para uma energia incidente de $E_{6He} = 11.5\text{MeV}$. Acima podemos ver o espectro obtido para o telescópio 1 tendo em conta só o detector fino de $50\mu\text{m}$ e grosso de $1000\mu\text{m}$. Abaixo vemos o espectro obtido levando o conjunto de 3 detectores do telescópio 1 como observamos na Fig. 5.26. Vemos que os picos correspondentes a partículas leves que atravessam o detector E de $1000\mu\text{m}$ na figura de cima, são dêuterons e prótons de altas energias.	90
5.28	Energia de excitação do ${}^7\text{Li}$ obtido para o telescópio 1 em 0° para uma energia incidente de $E_{6He} = 11.5\text{MeV}$	91
5.29	Espectro biparamétrico obtido para o telescópio 2 em 20° para uma energia incidente de $E_{6He} = 11.5\text{MeV}$	91
5.30	Energia de excitação do ${}^7\text{Li}$ obtido para o telescópio 2 em 20° para uma energia incidente de $E_{6He} = 11.5\text{MeV}$	92
5.31	Espectro biparamétrico para o telescópio 1 em 25° para uma energia incidente de $E_{6He} = 12\text{MeV}$	92
5.32	Energia de excitação do ${}^7\text{Li}$ obtido para o telescópio 1 em 25° para uma energia incidente de $E_{6He} = 12\text{MeV}$	93
5.33	Secção de choque do versus $\theta_{c.m.}$. As linhas correspondem à comportamento da secção de choque esperado para diversos momentos angulares orbitais ℓ	95
5.34	Neste modelo [Adahchour 2006] o estado é descrito como um caroço excitado de ${}^6\text{He}$ circundado por um próton (no caso do ${}^7\text{Li}$) ou um nêutron (no caso do ${}^7\text{He}$).	97
6.1	As cadeias de reações solares. As porcentagens das várias cadeias são calculadas para condições no centro do Sol.	103
6.2	Diagrama de níveis do tripleto isobárico $A=6$ publicado em[Tilley 2002].	104
6.3	Alvo secundário	106
6.4	Sistema CRIB	107
6.5	Desenho esquemático da câmara onde se encontra o segundo alvo secundário. Aqui podemos observar que o feixe de ${}^7\text{Be}$ tem que atravessar dois PPAC's antes de entrar no alvo gasoso de ${}^3\text{He}$	108

6.6	Diagrama esquemático do "setup" focado nos PPAC's ("Parallel-Plate Avalanche Counter") os quais são detectores finos e sensitivos à posição que podem medir a posição e o "timing" do feixe de ${}^7\text{Be}$. Então uma imagem extrapolada do feixe no alvo secundário pode ser reconstruída dos dados medidos pelos PPAC's.	109
7.1	Espectro biparamétrico $\Delta E - E$ para o telescópio 1. As linhas correspondem as partículas ${}^3\text{He}$ e α 's	112
7.2	O ângulo de espalhamento foi calculado da posição X-Y dos núcleos de ${}^7\text{Be}$ no alvo e da posição das partículas α no telescópio 1 em coincidência com partículas leves(p, d, α) no telescópio 3.	113
7.3	Espectro das partículas α no telescópio 1 em coincidência com o 3. Comparação entre o espectro obtido com o gás de ${}^3\text{He}$ (parte superior), sem gás de ${}^3\text{He}$ no alvo(meio) e a subtração deste espectro menos o espectro obtido sem o gás de ${}^3\text{He}$ no alvo(parte inferior).	114
7.4	Espectro da energia de excitação do ${}^6\text{Be}$ sem coincidência	115
7.5	Espectro das partículas α emitidas da reação ${}^3\text{He}({}^7\text{Be}, \alpha){}^6\text{Be}$ como uma função da energia de excitação do ${}^6\text{Be}$. O ajuste foi obtido por programa de procura automática.	116
7.6	Ajuste ao espectro das partículas α emitidas da reação ${}^3\text{He}({}^7\text{Be}, \alpha){}^6\text{Be}$ como uma função da energia de excitação do ${}^6\text{Be}$ considerando um pico só.	117
7.7	Distribuição angular para a reação ${}^7\text{Be} + {}^{197}\text{Au}$ usando o ângulo sólido constante de 9.5msr	118
7.8	Simulação Monte Carlo para a distribuição angular da reação ${}^7\text{Be} + {}^{197}\text{Au}$	119
7.9	Distribuição angular correspondentes para os picos observados na Fig. 7.5 para a reação ${}^3\text{He}({}^7\text{Be}, \alpha){}^6\text{Be}$	119
7.10	Cálculo DWBA para distribuição angular das partículas α integradas em energia para a reação ${}^3\text{He}({}^7\text{Be}, \alpha){}^6\text{Be}$ (ver Fig. 7.6).	120
7.11	"Input" utilizado no cálculo de transferência[Perey 1976, Pereira 2009, Condori 2007].	121

Lista de Tabelas

2.1	Níveis de energia para o poço de potencial infinito para $A = 6$	12
2.2	E_b indica a energia de ligação. V_b a profundidade do poço quadrado necessária para reproduzir E_b . A última coluna indica a primeira ressonância encontrada no contínuo do poço quadrado para a captura radiativa de prótons	13
2.3	E_b indica a energia de ligação. V_b a profundidade do poço quadrado necessária para reproduzir E_b . A última coluna indica a primeira ressonância encontrada no contínuo do poço quadrado para a captura radiativa de nêutrons	13
3.1	Massas e estados de carga dos íons secundários que foram utilizados para encontrar as energias dos feixes contaminantes E_{cont} .	38
4.1	Espessura dos detectores de Si	48
4.2	A primeira coluna é a tensão aplicada ao acelerador em unidades de MV, a segunda coluna é o feixe de ${}^7\text{Li}$ produzido com a tensão aplicada da primeira coluna e a terceira é a energia com que saí o feixe secundário ${}^6\text{He}$ da reação ${}^9\text{Be}({}^7\text{Li}, {}^6\text{He})$ que acontece no alvo primário. I_{sol1} e I_{sol2} são as correntes aplicadas aos solenóides 1 e 2 respectivamente. Na quinta coluna se mostra a energia do ${}^6\text{He}$ uma vez que atravessaram o absorvedor na câmara intermediária. Para esta tabela os cálculos foram feitos supondo um absorvedor de CH_2 de $12\text{mg}/\text{cm}^2$ de espessura.	53
4.3	Valores dos ângulos sólidos utilizados na experiência.	54
5.1	Parâmetros do ajuste à secção de choque diferencial nas figuras 5.11 e 5.13. Onde N é a normalização para a lorentziana, Γ é a largura da lorentziana, e E_r é a sua posição.	72
5.2	Parâmetros do ajuste da figura 5.17 para energia incidente de $E_{{}^6\text{He}} = 9.34\text{MeV}$. Onde N é a normalização para a lorentziana, Γ é a largura da lorentziana e E_r é a sua posição.	73
5.3	Parâmetros do ajuste da figura 5.17(energia incidente de $E_{{}^6\text{He}} = 9.34\text{MeV}$). Onde N é a normalização para a lorentziana, Γ é a largura da lorentziana e E_r é a sua posição.	82
5.4	Espessura dos detectores de Si utilizados na segunda experiência, o telescópio ΔE - E refere-se aos detectores montados na câmara intermediária após o primeiro solenóide.	89

5.5	Parâmetros do ajuste dos espectros dos prótons das figuras 5.28, 5.30, e 5.32. Onde N é a normalização para a lorentziana. Γ é a largura da lorentziana e E_r é a sua posição.	93
5.6	Distribuição angular da ressonância 11.2MeV $J^\pi = 3/2^-$ do ${}^7\text{Li}$. O erro no ângulo foi calculado através da expressão $\Delta\theta = \frac{1}{2} \frac{S}{r}$. Onde r refere-se à distância do alvo secundário até o telescópio e S ao lado menor do colimador no caso do telescópio 1 e ao raio da área do detector no caso do telescópio 2.	94
5.7	Taxa de produção medida com o Telescópio 1 a 0° ao longo da experiência. A coluna distância refere-se a distância do porta alvo até o telescópio em 0° graus. Para obter a taxa de produção o feixe de baixa intensidade incidiu direto no detector.	96
6.1	Espessura dos detectores	108
7.1	Dados do ajuste da figura 7.5. (*) Dados do ajuste considerando o espectro como um pico só(ver Fig. 7.6). Onde N é a normalização para a lorentziana. Γ é a largura da lorentziana e E_r é a sua posição.	117

Lista de Símbolos

E_{6He}^{cm}	Energia do ${}^6\text{He}$ no sistema de centro de massa
E_p^{det}	Energia do próton detectado
E_{6He}^{lab}	Energia do ${}^6\text{He}$ no sistema de laboratório
E_p	Energia do próton após a reação $p({}^6\text{He}, p)$
E_r	Posição em energia da ressonância
E_α	Energia da partícula α após a reação $p({}^6\text{He}, \alpha)$
E_{7Li^*}	Energia de excitação do ${}^7\text{Li}$
F_ℓ	Função regular de Coulomb
G_ℓ	Função irregular de Coulomb
J	Jacobiano da reação
$J_{\ell+\frac{1}{2}}$	Função de Bessel esférica de ordem $\ell + \frac{1}{2}$
N^{pico}	Número de contagens no pico de interesse na função de excitação
N_{6He}	Número de partículas de ${}^6\text{He}$ produzidas
N_{7Li}	Número total de partículas do feixe primário incidente de ${}^7\text{Li}$
N_{alvo}	Número de átomos do alvo por unidade de área
N_{cont}	Número de contagens
N_{feixe}	Número de partículas incidentes secundárias
$P_\ell(E)$	Penetrabilidade
$P_\ell(\cos\theta)$	Polinômios de Legendre
Q	Carga elétrica total acumulada
Q_r	Q_r da reação
$Q_{fusão}({}^6\text{He} + p)$	Energia necessária para formar o núcleo composto ${}^6\text{He} + p$
$S_\ell(k)$	Matriz S

$V(r)$	Potencial de espalhamento
$V_C(r)$	Potencial Coulombiano
$V_O(r)$	Interação central do potencial nuclear
$V_S(r)$	Interação de spin-órbita do potencial nuclear
V_T	Tensão no terminal
V_i	Tensão inicial aplicada na fonte de íons
$V_n(r)$	Potencial nuclear atrativo
Y	Harmônicos esféricos
Z	Número atômico
Z_p	Número atômico do próton
$Z_{^6He}$	Número atômico do 6He
ΔE_p	Flutuação na energia detectada dos prótons
$\Delta E_{^6He}$	Passo em energia do 6He
$\Delta\Omega$	Ângulo sólido
Γ	Largura total da ressonância
Γ_G	Resolução experimental em energia no centro de massa
Γ_{feixe}	Resolução em energia do feixe de 6He
η	Parâmetro de Sommerfeld
$\frac{N_{^6He}}{N_{^7Li}}$	Taxa de produção
$\frac{dE_{^6He}}{dx}$	Poder de freamento do 6He no CH_2
γ_d	Largura parcial de decaimento
γ_f	Largura parcial de formação
$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{cm}$	Secção de choque diferencial no sistema de centro de massa
μ	Massa reduzida do sistema de duas partículas
ω	Termo estatístico

-
- $\rho_{n\ell}$ e-nésima raiz da função de Bessel de ordem $\ell + \frac{1}{2}$
- $\sigma(E)$ Secção de choque diferencial obtido mediante a formulação de Breit-Wigner
- σ_{Ruth} Secção de choque de Rutherford
- $\sigma_\ell(\eta)$ Defasagem Coulombina
- $\sigma_{\text{convolução}}(E)$ Convolução da secção de choque diferencial com uma gaussiana que representa a resolução experimental
- σ_{exp} Largura da gaussiana associada à resolução experimental
- ${}_1F_1(a; b; z)$ Função hipergeométrica confluyente
- e é a carga do elétron
- j_ℓ Função de Bessel esférica de primeira espécie
- k Número de onda
- m_p Massa atômica do próton
- m_α Massa atômica da uma partícula α
- $m_{^6He}$ Massa atômica do ^6He
- m_t Massa atômica do trítio t
- q Estado de carga do íon

CAPÍTULO 1

Introdução

Origens da Física Nuclear

As origens da física nuclear podem-se rastrear desde o ano de 1896, data da descoberta da radioatividade por Becquerel. Dois anos depois Pierre e Marie Curie tiveram sucesso ao isolarem dois novos elementos químicos o Polônio e o Rádio, assim chamado, devido à sua intensa radiação. As fontes de emissão de radiação classificaram-se, de acordo com o seu comportamento num campo magnético, em três tipos de emissão radiativa que foram chamadas de radiação α , β , e γ . Mas foi necessário bastante tempo para que se conhecesse a real natureza destes tipos de radiação. Finalmente em 1911 Rutherford propôs um modelo nuclear onde o núcleo ocupa uma pequena fracção do tamanho do átomo. Passaram-se duas décadas para que nosso conhecimento do núcleo fosse mais ou menos completo com a descoberta do nêutron em 1932 por Chadwick, Curie e Joliot e com Yukawa formulando o postulado de troca de partículas chamadas de mésons na interação nuclear em 1935. Antes da descoberta do nêutron, era assumido que o núcleo era composto por prótons e electrons apenas. O núcleo atômico tem sido e será um laboratório para estudo das interações forte e fraca. No ano de 1931 Pauli propôs a existência do neutrino que foi usado em 1933 por Fermi para explicar o fato, de que no decaimento β , os electrons eram emitidos com um espectro contínuo de energia. Até o ano de 1938, várias reações nucleares tinham sido realizadas. Neste mesmo ano os pesquisadores alemães Otto Hahn e Fritz Strassman conseguiram calcular a energia desprendida na reação de fissão. Nesta mesma época, no ano de 1939, outros dois pesquisadores alemães, Lise Mietner e Otto R. Frisch, revelaram que a fissão nuclear era uma fonte de energia e verificou-se que havia a possibilidade de desprender grandes quantidades de energia. A física nuclear, aliada às novas tecnologias de metalurgia e engenharias, possibilitaram o desenvolvimento da energia nuclear que foi usada tanto para fins militares como civis. A evolução da física de plasmas, aliada ao desenvolvimento das teorias e técnicas da física nuclear, abriu caminho para a fusão nuclear de elementos leves. A partir do ano de 1929, o físico inglês Robert R. Atkinson e o alemão Fritz Houtermans descobriram qual é a fonte de energia do Sol. No ano de 1938, as reações de

fusão responsáveis pela energia das estrelas foram descritas pelo pesquisador Hans Albrecht Bethe. Duas décadas após a segunda guerra mundial ter acabado, importantes detalhes foram adicionadas à teoria de Bethe sobre a produção de energia nas estrelas. É importante entender a abundância dos elementos no universo. A produção de elementos pesados depende da probabilidade de captura rápida de prótons e de nêutrons em vários sítios estelares. O estudo das propriedades dos núcleos estáveis e instáveis nos ajuda a entender estes processos nas estrelas.

A possibilidade de se produzir feixes de núcleos fora da linha de estabilidade beta abriu um enorme campo de pesquisa em física nuclear. Núcleos instáveis são produzidos em reações nucleares envolvendo um feixe e um alvo estáveis. Em muitos casos, os núcleos instáveis produzidos possuem meias-vida da ordem de milissegundos, até segundos, o que permite a produção de feixes secundários, e a realização de uma experiência de colisão com um alvo secundário. Alguns destes núcleos possuem propriedades bastante diferentes dos seus isóbaros estáveis e por isso são denominados exóticos. O ^{11}Li é um exemplo clássico e possui um enorme halo de nêutrons cujo raio é comparável ao raio de elementos estáveis muito mais pesados como o ^{208}Pb [Tanihata 1985]. No estudo de núcleos fora da linha de estabilidade há uma série de questões em aberto. A formação de enormes halos de nêutrons desafiam o conceito da saturação da matéria nuclear, ou seja, a idéia de que a matéria nuclear tem densidade constante e o raio do núcleo é dado por $R = r_o A^{\frac{1}{3}}$ ($r_o \sim 1.2\text{fm}$). Por outro lado, há fortes indicações de que os números mágicos conhecidos podem se modificar nas regiões próximas à linha de evaporação de nêutrons e prótons, com a atenuação da estrutura de camadas e mesmo o aparecimento de novos números mágicos [Ozawa 2000]. Além disso, a presença de núcleos exóticos em ambientes astrofísicos pode alterar os caminhos de nucleossíntese e a produção de energia. Processos importantes como a formação dos elementos mais pesados do que o ferro são afetados pelas propriedades de núcleos exóticos.

A produção de feixes exóticos geralmente se faz por dois métodos: A técnica chamada de ISOL (Isotopic On-line Separator), e a técnica de separação em vôo. O método baseado na fragmentação do alvo (ISOL) utiliza um alvo primário grosso, que para o feixe primário, e as partículas produzidas são reinjetadas em uma fonte de íons e posteriormente re-aceleradas. Tem a vantagem de uma boa qualidade na produção do feixe pois foi produzido em energia zero. Por outro lado, o método de separação em vôo, tem como vantagem a produção de uma variedade de feixes radiativos e altas intensidades e os produtos desta reação são emitidos com quase a mesma velocidade que o feixe primário nas reações do projétil com o alvo primário. O sistema RIBRAS

e o CRIB(RIKEN) são exemplos de técnica em voo. Em geral a técnica em voo produz feixes mais intensos mas também mais contaminados e com pior resolução em energia e pior emitância.

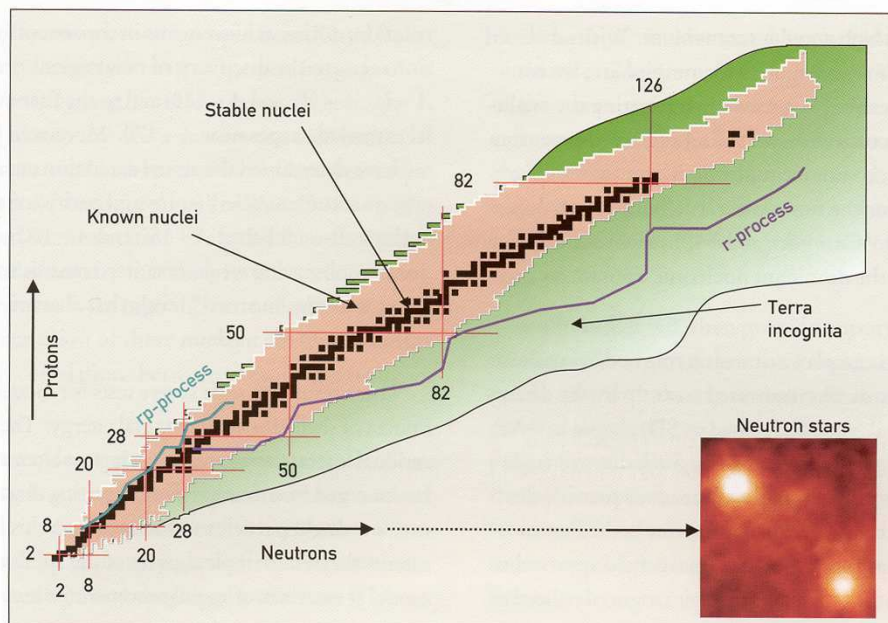


Figura 1.1: Carta de nuclídeos [car]. Os números inseridos no gráfico correspondem aos números mágicos. Na região central, em cor preta, encontram-se os núcleos estáveis. Acima e abaixo desta região estão as regiões dos núcleos instáveis por decaimento $\beta+$ e $\beta-$ respectivamente. Fora destas regiões temos emissão de núcleons. Os excessos de nêutrons ou de prótons são tão grandes que os nêutrons ou prótons adicionais não ficam mais ligados. Este limite denomina-se linha de evaporação ou "drip-line".

Fundamentos Teóricos

Conteúdo

2.1	Ressonâncias em Física Nuclear	5
2.2	Espalhamento por um Potencial Coulombiano e Nuclear	6
2.2.1	Espalhamento por um Potencial Coulombiano	6
2.2.2	Modelo de Potencial para Reações de Captura de Núcleon	8
2.2.3	Reações de captura	9
2.2.4	Método simples para determinar as ressonâncias do potencial	10
2.2.5	Aplicação ao sistema $^{16}\text{O} + p \rightarrow ^{17}\text{F} + \gamma$	14
2.2.6	Aplicação ao sistema $^6\text{He} + p \rightarrow ^7\text{Li} + \gamma$	14
2.2.7	Penetrabilidade $P_\ell(E)$	15
2.3	Ressonâncias na Matriz-S e a expressão de Breit-Wigner	17
2.4	Aproximação de Born de ondas distorcidas (DWBA)	19

2.1 Ressonâncias em Física Nuclear

A importância dos fenômenos ressonantes em física é enorme. Uma das primeiras utilizações da palavra ressonância foi feita em conexão com fenômenos ligados a sistemas acústicos. Uma ressonância ocorre em uma cavidade sempre que a frequência da onda sonora é igual, ou próxima, de uma das frequências normais de oscilação da cavidade. Em física nuclear, a importância das ressonâncias foi reconhecida desde cedo por N. Bohr e outros nos espectros de reações nucleares com nêutrons em núcleos pesados. As enormes flutuações da seção de choque de reação como função da energia mostram picos que correspondem a estados estacionários do núcleo composto. Mais tarde, com o advento de aceleradores, fenômenos ressonantes foram identificados em reações nucleares com partículas carregadas e núcleos mais pesados.

2.2 Espalhamento por um Potencial Coulombiano e Nuclear

Consideremos a colisão de dois núcleos A e B de massas m_A e m_B respectivamente. Este sistema é descrito pela equação de Schrödinger não relativística independente do tempo [Joachin 1975, Thompson 2009]:

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2\mu}\nabla_{\mathbf{r}}^2 + V(\mathbf{r})\right)\psi(\mathbf{r}) = \mathbf{E}\psi(\mathbf{r}) \quad (2.1)$$

onde μ é massa reduzida do sistema. Se consideramos o potencial $V(\mathbf{r})$ esfericamente simétrico podemos escrever $V(\mathbf{r}) = V(r)$. O potencial $V(r)$ tem duas componentes uma atrativa e outra repulsiva devido ao potencial nuclear atrativo e à repulsão Coulombiana de longo alcance respectivamente. Este potencial de espalhamento pode ser escrito como:

$$V(r) = V_C(r) + V_n(r) \quad (2.2)$$

onde V_n é um potencial atrativo de curto alcance e V_C refere-se ao potencial Coulombiano.

2.2.1 Espalhamento por um Potencial Coulombiano

Se consideramos o potencial entre duas partículas com cargas Z_1 e Z_2 temos:

$$V_C(r) = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{r} \quad (2.3)$$

Para o espalhamento com uma velocidade relativa v , define-se o parâmetro Sommerfeld η como:

$$\eta = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v} = \frac{Z_1 Z_2 e^2 \mu}{\hbar^2 k} = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar} \left(\frac{\mu}{2E}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.4)$$

onde a energia do movimento relativo é dada por $E = \frac{\hbar^2 k^2}{2\mu}$. O feixe na direção \mathbf{k} não é mais $e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}$ quando $\eta \neq 0$. Afortunadamente neste caso a equação de Schrödinger com um potencial Coulombiano pode ser resolvido exatamente com as funções hipergeométricas:

$$\psi_C(\mathbf{k}, r) = e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}} e^{-\pi\eta/2} \Gamma(1+i\eta) {}_1F_1(-i\eta; 1; i(kr - \mathbf{k}\cdot\mathbf{r})) \quad (2.5)$$

onde $\Gamma(z)$ é função Gamma e ${}_1F_1(a; b; z)$ são as funções hipergeométricas confluentes que são definidas por:

$${}_1F_1(a; b; z) = 1 + \frac{a}{b} \frac{z}{1!} + \frac{a(a+1)}{b(b+1)} \frac{z^2}{2!} + \frac{a(a+1)(a+2)}{b(b+1)(b+2)} \frac{z^3}{3!} + \dots \quad (2.6)$$

Generalizando o método de ondas parciais conseguimos escrever $\psi_C(\mathbf{k}, r)$ como

$$\psi_C(k\hat{\mathbf{z}}\mathbf{r}) = \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell + 1) i^\ell P_\ell(\cos\theta) \frac{1}{kr} F_\ell(\eta, kr) \quad (2.7)$$

onde F_ℓ é a função regular de Coulomb com $\eta \neq 0$.

A função F_ℓ é denominada regular pois se anula na origem $F_\ell(\eta, 0) = 0$. A função $G_\ell(\eta, kr)$ é também solução da equação de Schrödinger com potencial Coulombiano e é denominada irregular pois $G_\ell(\eta, 0) \neq 0$. Em particular, a forma assintótica ($kr \gg \ell$) destas funções podem ser escritas como [Abramowitz 1965]:

$$F_\ell(\eta, kr) \sim \text{sen}\left(kr - \frac{\ell\pi}{2} + \sigma_\ell(\eta) - \eta \ln(2kr)\right) \quad (2.8)$$

$$G_\ell(\eta, kr) \sim \text{cos}\left(kr - \frac{\ell\pi}{2} + \sigma_\ell(\eta) - \eta \ln(2kr)\right)$$

Com a defasagem Coulombiana $\sigma_\ell(\eta)$ dada por:

$$\sigma_\ell(\eta) = \text{arg}\Gamma(1 + \ell + i\eta) \quad (2.9)$$

A forma assintótica de $\psi_C(k\hat{\mathbf{z}}\mathbf{r})$ pode-se escrever como:

$$\psi_C(k\hat{\mathbf{z}}\mathbf{r}) \xrightarrow{r-z \rightarrow \infty} e^{i[kz + \eta \ln k(r-z)]} + f_C(\theta) \frac{e^{i[kr - \eta \ln 2kr]}}{r} \quad (2.10)$$

A função de onda $\psi_C(k\hat{\mathbf{z}}\mathbf{r})$ tem uma amplitude de espalhamento $f_C(\theta)$ é dado por

$$f_C(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell + 1) P_\ell(\cos\theta) (e^{2i\sigma_\ell(\eta)} - 1) \quad (2.11)$$

A soma na eq. 2.11 não converge mas pode-se obter uma expressão fechada para a amplitude Coulombiana dada por:

$$f_C(\theta) = -\frac{\eta}{2k \text{sen}^2(\theta/2)} \exp[-i\eta \ln(\text{sen}^2(\theta/2)) + 2i\sigma_0(\eta)] \quad (2.12)$$

A secção de choque Coulombiana é portanto

$$\sigma_{Ruth}(\theta) = |f_C(\theta)|^2 = \frac{\eta^2}{4k^2 \text{sen}^4(\theta/2)} \quad (2.13)$$

A eq. 2.13 é chamada também de secção de choque Rutherford porque é similar à obtida na teoria de espalhamento clássica.

O potencial de espalhamento pode ser escrito como $V(r) = V_C(r) + V_n(r)$. A defasagem de $V(r)$ será $\delta_\ell \neq \sigma_\ell(\eta)$.

$$\delta_\ell = \sigma_\ell(\eta) + \delta_\ell^n \quad (2.14)$$

Então a amplitude de espalhamento nuclear distorcida pelo potencial Coulombiano pode-se expressar como:

$$f_{nC}(\theta) = f_C(\theta) + f_n(\theta) \quad (2.15)$$

A nova amplitude de espalhamento para o potencial nuclear em adição ao Coulombiano é dado por:

$$f_n(\theta) = \frac{1}{2ik} \sum_{\ell=0}^{\infty} (2\ell + 1) P_\ell(\cos\theta) e^{2i\sigma_\ell(\eta)} (\mathbf{S}_\ell^n - 1) \quad (2.16)$$

Então a secção de choque fica como

$$\sigma_{nc}(\theta) = |f_C(\theta) + f_n(\theta)|^2 \equiv |f_{nC}(\theta)|^2 \quad (2.17)$$

onde $f_C(\theta)$ é dada por 2.12.

2.2.2 Modelo de Potencial para Reações de Captura de Núcleon

Adota-se a forma padrão para os potenciais nuclear e Coulombiano:

$$V(r) = V_O(r) + V_S(r)(\ell.s) + V_C(r) \quad (2.18)$$

onde $V_O(r)$ e $V_S(r)$ são as interações central e de spin-órbita respectivamente, e $V_C(r)$ representa o potencial Coulombiano de uma distribuição uniforme de cargas, como se mostra na eq. 2.19:

$$\begin{aligned} V_C(r) &= \frac{Z_a Z_A e^2}{r} \text{ para } r > R_C \\ &= \frac{Z_a Z_A e^2}{2R_C} \left(3 - \frac{r^2}{R_C^2} \right) \text{ para } r < R_C \end{aligned} \quad (2.19)$$

onde Z_a e Z_A são o número atômico do núcleo A e da partícula a a ser capturada.

Utilizamos a parametrização Woods-Saxon (WS) para construir os potenciais $V_O(r)$ e $V_S(r)$ dados por:

$$\begin{aligned} V_O &= V_O f_O(r) \\ V_S &= -V_{SO} \left(\frac{\hbar}{m_\pi c} \right)^2 \frac{1}{r} \frac{d}{dr} f_S(r) \\ \text{com } f_i(r) &= \left(1 + \exp \left(\frac{r - R_i}{a_i} \right) \right)^{-1} \end{aligned} \quad (2.20)$$

Na eq. 2.20 os parametros V_O , V_{SO} , R_O , a_O , R_{SO} e a_{SO} são escolhidos de tal forma que se consiga reproduzir a energia de estado ligado E_b (ou a energia de algum estado excitado). No estudo de reações de captura radiativa de um nêutron ou próton o potencial utilizado é dado pela equação 2.18. As funções de onda para o sistema $a + A$ são encontradas resolvendo a equação de Schrödinger radial (2.21):

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu} \left(\frac{d^2}{dr^2} - \frac{\ell(\ell+1)}{r^2} \right) u_\alpha(r) + V(r)u_\alpha(r) = E_\alpha u_\alpha(r) \quad (2.21)$$

Em (2.21) denota-se os números quânticos $\alpha_b = E_b, \ell_b, j_b, J_b$ para o estado ligado e $\alpha_c = E_c, \ell_c, j_c, J_c$ para os estados no contínuo. As funções de onda do estado ligado estão normalizadas à unidade $\int dr |u_{\alpha_b}(r)|^2 = 1$. Enquanto as funções de onda no contínuo têm condições de fronteira no infinito (ver 2.22)

$$u_{\alpha_c}(r \rightarrow \infty) = i \sqrt{\frac{m_{nx}}{2\pi k \hbar^2}} \left(H_\ell^{(-)}(r) - S_{\alpha_c} H_\ell^{(+)}(r) \right) e^{i\sigma_\ell(E)} \quad (2.22)$$

onde $S_{\alpha_c} = \exp[2i\delta_{\alpha_c}(E)]$ com $\delta_{\alpha_c}(E)$ e $\sigma_\ell(E)$ sendo as defasagens nuclear e Coulombiano respectivamente e $H_\ell^\pm(r) = G_\ell(r) \pm iF_\ell(r)$, onde F_ℓ e G_ℓ são as funções de onda regular e irregular de Coulomb.

2.2.3 Reações de captura

A seção de choque para uma reação nuclear do tipo $a + A \rightarrow x + \gamma$ é (2.23):

$$\begin{aligned} \sigma_{EL, J_b}^{d.c} &= \frac{(2\pi)^3}{k^2} \left(\frac{E_{aA} + E_B}{\hbar c} \right)^{2L+1} \frac{2(2I_x + 1)}{(2I_a + 1)(2I_A + 1)} \\ &\times \frac{L + 1}{L[(2L + 1)!!!]^2} \sum_{J_c, j_c, \ell_c} (2J_c + 1) \\ &\times \left\{ \begin{matrix} j_c & J_c & I_A \\ J_b & j_b & L \end{matrix} \right\}^2 | \langle \ell_c j_c || O_{\pi L} || \ell_b j_b \rangle |^2 \end{aligned} \quad (2.23)$$

Onde E_b é a energia de estado ligado e $|\langle \ell_c j_c || O_{\pi L} || \ell_b j_b \rangle|^2$ é o elemento da matriz multipolar. Onde π corresponde a transições elétricas E ou a transições magnéticas M onde L é a multipolaridade. A seção de choque obtém-se levando em conta todas as multipolaridades π e momentos angulares finais do estado ligado ($E \equiv E_{aA}$)

$$\sigma^{d.c.}(E) = \sum_{L, J_b} (SF)_{J_b} \sigma_{EL, J_b}^{d.c.}(E) \quad (2.24)$$

onde SF é o fator espectroscópico $|\langle a + A | A \rangle|^2$ que normaliza a função de onda do estado ligado.

2.2.4 Método simples para determinar as ressonâncias do potencial

Na astrofísica nuclear lida-se com $E \rightarrow 0$, ou seja um comprimento de onda de Broglie λ grande. Se escolhermos a parametrização Woods-Saxon (ver (2.20)) se terá que $\lambda \gg a$, então podemos tomar a difusividade como $a \rightarrow 0$, e não levando em conta o termo spin-órbita, este potencial dependeria apenas de dois parâmetros, V_O e R . No presente trabalho R será obtido de $R = r_o \sqrt[3]{A}$ onde A é o número atômico do núcleo. Podemos então assumir este potencial como de um poço quadrado. Na nossa hipótese as ressonâncias do poço quadrado estão aproximadamente nas energias dos estados ligados do poço infinito. Estas energias dos estados ligados podem-se calcular por meio de [Alonso 1973]:

$$E = \frac{\hbar^2 \rho_{n\ell}^2}{2\mu R^2} \quad (2.25)$$

A eq. (2.25) nós fornece os níveis de energia de um poço de potencial infinito o qual é definido como na figura (2.1):

$$\begin{aligned} V &= 0 \text{ para } r \leq R \\ V &= \infty \text{ para } r > R \end{aligned} \quad (2.26)$$

Para $r \leq a$, a partícula é livre e será descrita pela função de onda (2.27).

$$\Psi = j_\ell(kr) Y_{\ell m}(\theta, \phi) \quad (2.27)$$

A condição de fronteira $\Psi = 0$ para $r = R$ impõe uma limitação para os possíveis níveis de energia. A condição de energia é equivalente a:

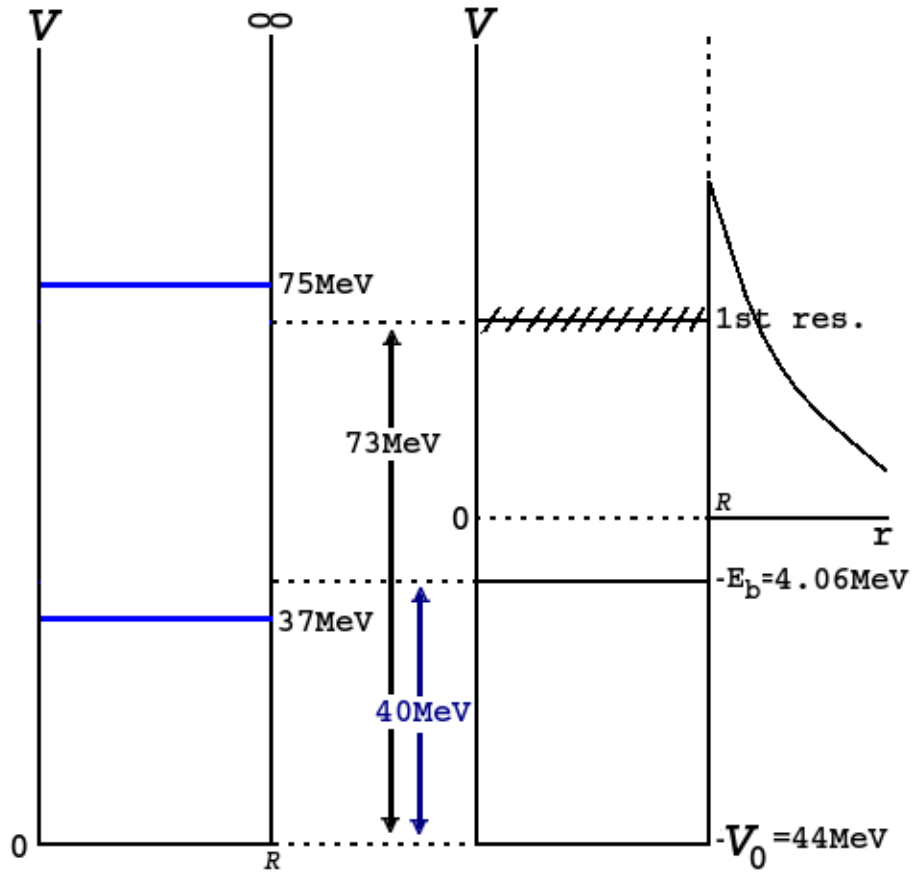


Figura 2.1: Esquema do poço de potencial infinito, com seus níveis de energia, e do poço quadrado para o sistema $n + {}^8\text{Li}$. Onde E_b é a energia de ligação do nucleon o qual corresponde ao primeiro nível de energia do poço de potencial infinito e a primeira ressonância do poço quadrado corresponde ao segundo nível de energia e assim em diante. V_0 é a profundidade do potencial e $R = r_0 A^{\frac{1}{3}}$ é o raio do núcleo para os dois potenciais.

Nível	$\rho_{n\ell}$	$E(\text{MeV})$
1s	3.142	46.72
1p	4.493	95.53
1d	5.763	157.17
2s	6.283	186.81
1f	6.988	231.10
2p	7.725	282.39
1g	8.183	316.87
2d	9.095	391.44
1h	9.356	414.23

Tabela 2.1: Níveis de energia para o poço de potencial infinito para $A = 6$

$$\begin{aligned}
 & j_{\ell}(kR) \\
 & \text{ou} \\
 & J_{\ell+\frac{1}{2}}(kR) = 0
 \end{aligned} \tag{2.28}$$

Se designamos a e -ésima raiz da função de Bessel de ordem $\ell + \frac{1}{2}$ por $\rho_{n\ell}$, podemos escrever os possíveis valores para os níveis de energia como na eq. (2.25). Alguns desses valores das raízes da função de Bessel encontram-se na tabela 2.1. Para poder saber se a nossa hipótese é verdadeira, calculamos as ressonâncias de um poço quadrado com a ajuda do programa RADCAP [Bertulani 2003], que é um código baseado no modelo de potencial. Isto se faz aproximando a difusividade $a \rightarrow 0$ no RADCAP, então obtemos o potencial de poço quadrado para a interação nuclear como se mostra na figura (2.1)). O primeiro passo será reproduzir a energia de ligação do sistema $a + A$, o qual corresponderia ao primeiro estado ligado do poço de potencial infinito. Depois disto encontrar as ressonâncias no contínuo para o poço quadrado, a primeira ressonância corresponderia ao segundo estado ligado do poço de potencial infinito e assim em diante. Na tabela (2.2) e (2.3) se resumem os resultados para o caso da captura do próton e nêutron respectivamente para diferentes reações. Na figura 2.1 mostra-se o esquema já descrito aplicado ao sistema $n + {}^8\text{Li}$. Na figura 2.2 mostra-se a comparação dos níveis de energia do poço de potencial infinito e do potencial quadrado obtido com o código RADCAP para os sistemas $p + {}^6\text{Li}$ e $p + {}^7\text{Li}$.

Reação	E_b	V_b	1ra Res.
$d(p, \gamma)^3He$	5.49	-138.13	88.30
${}^6Li(p, \gamma){}^7Be$	5.61	-60.07	41.24
${}^7Li(p, \gamma){}^8Be$	17.26	-70.23	9.32
${}^7Be(p, \gamma){}^8B$	0.14	-46.14	32.95
${}^8B(p, \gamma){}^9C$	1.30	-44.94	33.32
${}^9Be(p, \gamma){}^{10}B$	6.59	-48.64	35.36
${}^{11}C(p, \gamma){}^{12}N$	0.60	-36.02	28.38
${}^{16}O(p, \gamma){}^{17}F$	0.60	-29.75	26.38
${}^{16}O(p, \gamma){}^{17}F^*$	0.11	-28.96	25.66

Tabela 2.2: E_b indica a energia de ligação. V_b a profundidade do poço quadrado necessária para reproduzir E_b . A última coluna indica a primeira ressonância encontrada no contínuo do poço quadrado para a captura radiativa de prótons

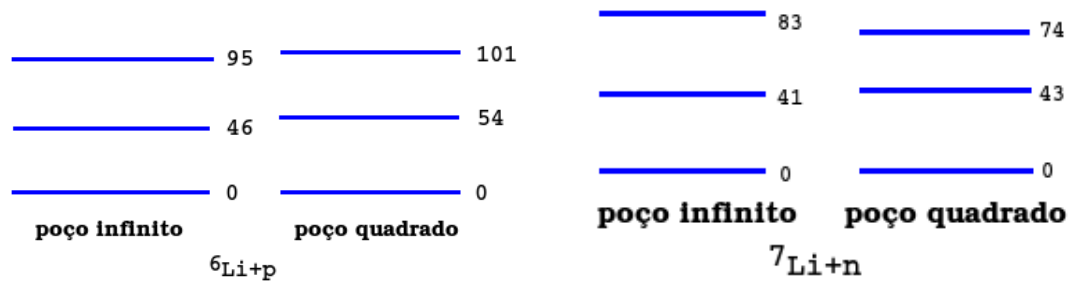


Figura 2.2: Diagrama de níveis de energia para os sistemas $p+{}^6Li$ e $n+{}^7Li$. Os números à direita são os valores das energias em MeV

Reação	E_b	V_b	1ra Res.
$d(n, \gamma)^3H$	6.26	-137.81	41.24
${}^7Li(n, \gamma){}^8Li$	2.03	-45.27	28.59
${}^8Li(n, \gamma){}^9Li$	4.06	-44.57	28.23
${}^{11}B(n, \gamma){}^{12}B$	3.37	-35.25	22.32
${}^{12}C(n, \gamma){}^{13}C$	4.95	-35.83	22.7
${}^{14}C(n, \gamma){}^{15}C$	1.22	-26.79	16.92
${}^{15}N(n, \gamma){}^{16}N$	2.49	-27.76	17.57

Tabela 2.3: E_b indica a energia de ligação. V_b a profundidade do poço quadrado necessária para reproduzir E_b . A última coluna indica a primeira ressonância encontrada no contínuo do poço quadrado para a captura radiativa de nêutrons

2.2.5 Aplicação ao sistema $^{16}\text{O} + p \rightarrow ^{17}\text{F} + \gamma$

Calculou-se a captura ao estado fundamental $^{17}\text{F}_{G.S.}(5/2^+)$. O estado fundamental ^{17}F é descrito como um próton ao core ^{16}O . Estes dados experimentais foram publicados em [Morlock 1997]. Este sistema tem uma ressonância a 3.26MeV como pode-se observar na figura 2.3. Precisou-se de uma profundidade de $V_O = 49.9\text{MeV}$ para reproduzir seu $E_b = 0.6\text{MeV}$ e os valores de $a = 0.6\text{fm}$ e $R = 3.27\text{fm}$ foram adotados. Para reproduzir a posição da ressonância se fixou a profundidade em $V_O = 38.7\text{MeV}$.

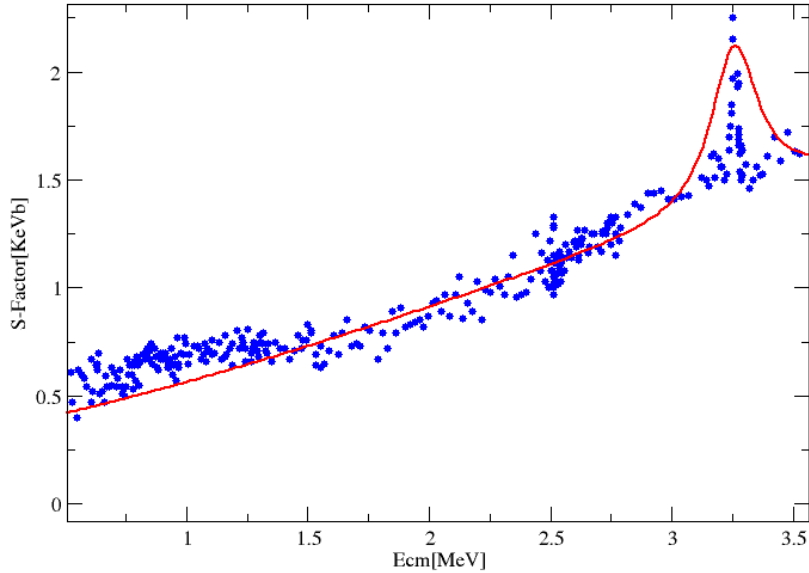


Figura 2.3: Cálculos com o modelo de potencial para as reações $^{16}\text{O}(p, \gamma)^{17}\text{F}$. Os pontos nos indicam os dados experimentais. A linha sólida indica a captura no estado fundamental

2.2.6 Aplicação ao sistema $^6\text{He} + p \rightarrow ^7\text{Li} + \gamma$

Este sistema tem uma ressonância em $E_{cm} = 1.26\text{MeV}$ com uma largura $\Gamma_{exp} = 260\text{KeV}$. Os dados experimentais foram publicados em [Rogachev 2004]. A energia de ligação do sistema tem o valor de $E_b = 9.975\text{MeV}$ e precisou-se de uma profundidade de $V_O = 60.1\text{MeV}$ para reproduzir a E_b . Para reproduzir a posição da ressonância se precisou reajustar a profundidade de $V_O = 45.7\text{MeV}$.

Pode-se observar que a largura Γ é bem reproduzido com $a \approx 0$. Incrementando a difusividade a largura sofre um incremento como se pode observar na figura 5.13 (linha tracejada) usando $a = 0.65$ fm. Esta ressonância corresponde a um estado do núcleo composto ${}^7\text{Li}$ a $E = 11.24\text{MeV}$ com $\Gamma_{estado} = 265\text{KeV}$.

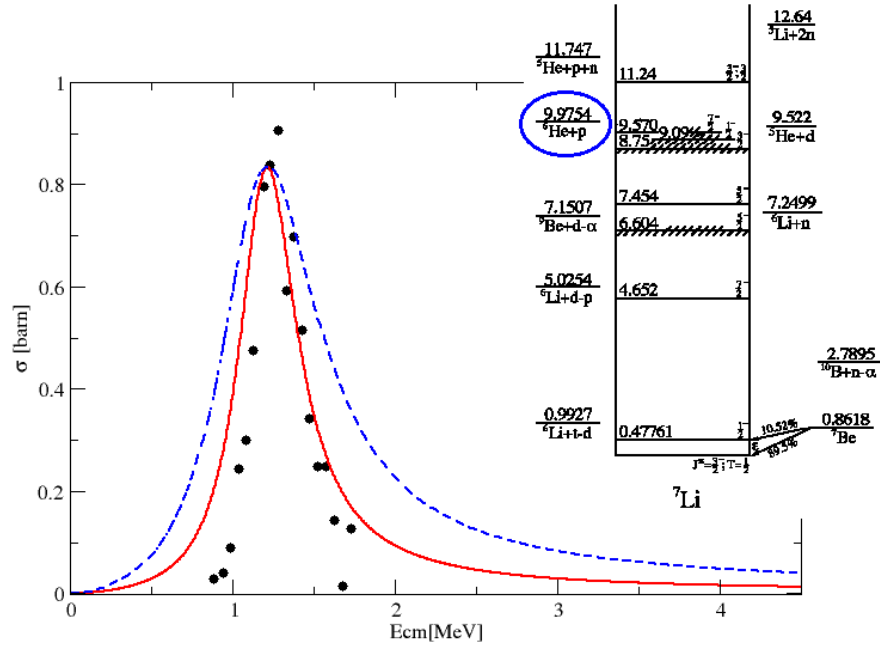


Figura 2.4: Secção de choque para ${}^6\text{He}(p,n){}^7\text{Li}$. Os pontos nos indicam os dados experimentais e a linha sólida é o resultado do cálculo com o modelo de potencial

2.2.7 Penetrabilidade $P_\ell(E)$

A penetrabilidade é definida como a fração do fluxo de probabilidade inicial, que penetra uma barreira de potencial atingindo uma região livre de potenciais ou seja a probabilidade de tunelar a barreira de potencial. Se consideramos a equação radial de Schrödinger na região externa $r > r_n$

$$\frac{d^2}{dr^2} + \frac{2\mu}{\hbar^2} \left[E - V_C(r) - \frac{\hbar^2 \ell(\ell + 1)}{2\mu r^2} \right] u_\ell(r) = 0 \quad (2.29)$$

Onde $V_C(r) = Z_A Z_a e^2 / r$ é o potencial Coulombiano. Então, a penetrabilidade é dada por:

$$P_\ell(E, r_n) = \left| \frac{u_\ell(r_n)}{u_\ell(\infty)} \right|^2 \quad (2.30)$$

A penetrabilidade de barreira envolve a penetração através das barreiras Coulombiana e centrífuga dada por $V_\ell(r) = Z_A Z_a e^2 / r + \hbar^2 \frac{\ell(\ell+1)}{2\mu r^2}$ (ver Fig. 2.5). A penetrabilidade pode também ser definida em termos das funções de onda Coulombianas como [Lane 1958]:

$$P_\ell(E, r_n) = \frac{1}{F_\ell^2(\eta, r_n) + G_\ell^2(\eta, r_n)} \quad (2.31)$$

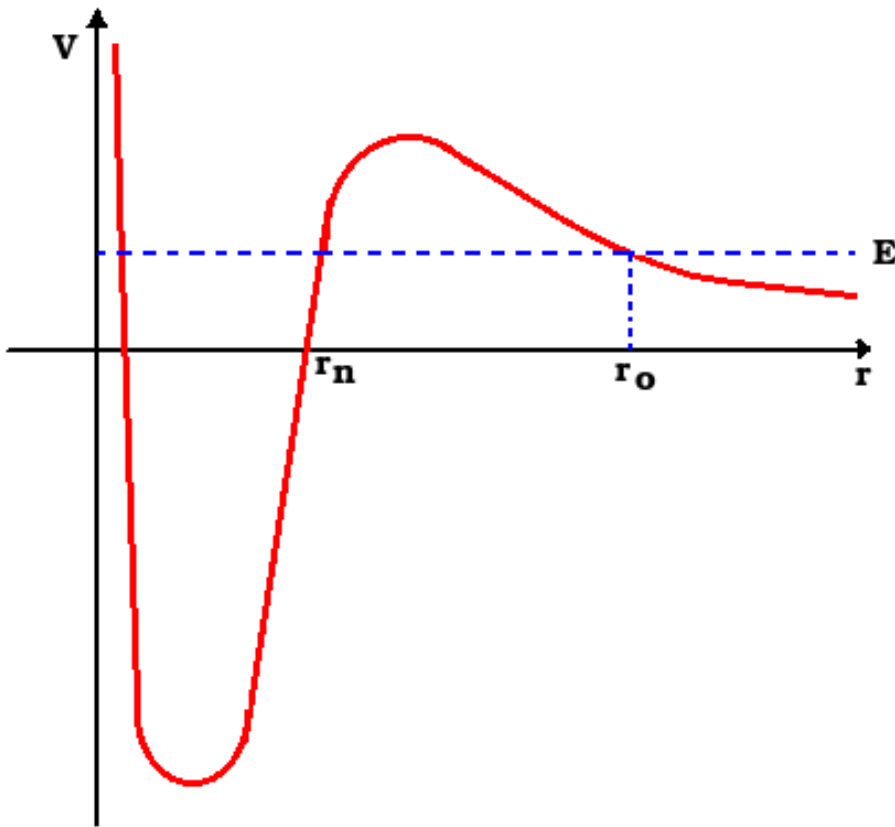
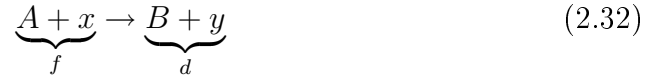


Figura 2.5: Barreira associada com a penetrabilidade. Entre o ponto de retorno r_o e a barreira em r_n as barreiras Coulombiana e centrífuga são consideradas

2.3 Ressonâncias na Matriz-S e a expressão de Breit-Wigner

Consideremos uma reação do tipo:



A matriz-S é dada por:

$$S_\ell(k) = \exp(2i\delta_\ell(k)) \quad (2.33)$$

Se consideramos um pólo isolado na matriz-S que se encontram na parte inferior do plano complexo k perto ao eixo- k real positivo como na Fig. 2.6. Assumimos que o pólo ocorre em uma energia complexa.

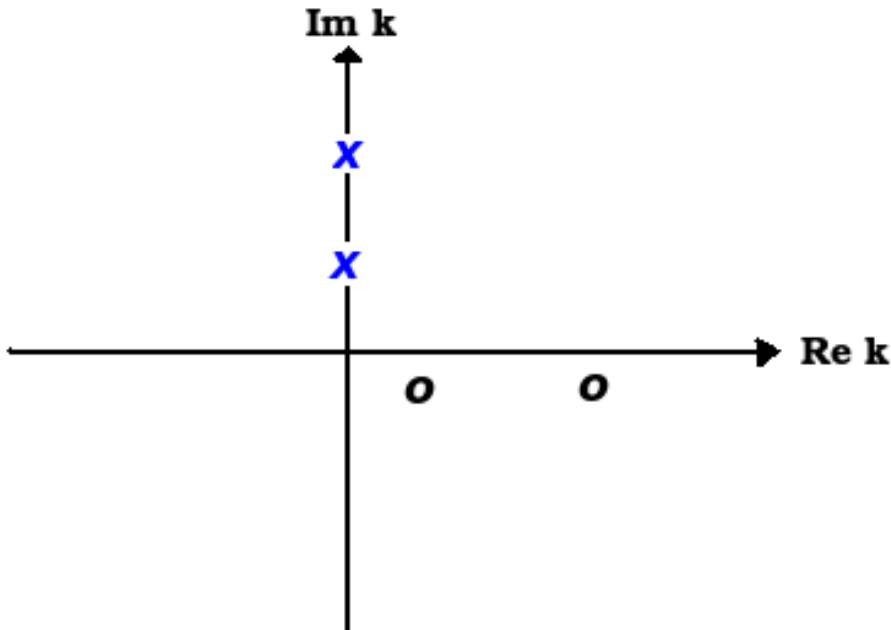


Figura 2.6: Pólos da matriz-S no plano complexo k correspondentes a ressonâncias(simbolo \circ) e os estados ligados(simbolo \times)

$$E = E_r - \frac{1}{2}i\Gamma \quad (2.34)$$

Onde E_r é a posição da ressonância e Γ é a sua largura. Tem um zero que corresponde a este pólo na matriz-S em uma energia complexa que encontra-se no parte superior do plano complexo k , dado por:

$$E = E_r + \frac{1}{2}i\Gamma \quad (2.35)$$

A matriz-S pode ser escrita como:

$$S = \frac{E - E_r - i\frac{\Gamma}{2}}{E - E_r + i\frac{\Gamma}{2}} \quad (2.36)$$

A defasagem $\delta_{ell}(k)$ pode se escrever como

$$\delta_\ell(k) = \tan^{-1} \frac{\frac{1}{2}\Gamma}{E_r - E} \quad (2.37)$$

Substituindo esta última expressão em

$$\sigma = \frac{4\pi}{k^2} \sum_{l=0}^{\infty} (2l+1) \text{sen}^2 \delta_l(k) \quad (2.38)$$

Obtemos expressão de Breit Wigner para secção de choque para cada J da transição do canal inicial i até o canal final f .

$$\sigma_J = \frac{\pi}{k^2} \omega \frac{\Gamma_i \Gamma_f}{(E - E_r)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \quad (2.39)$$

onde ω e um fator estatístico dado por:

$$\omega = \frac{2J+1}{(2J_x+1)(2J_A+1)} \quad (2.40)$$

onde Γ_f e Γ_d são as larguras parciais de formação e decaimento respectivamente, $\Gamma = \Gamma_f + \Gamma_d + \dots$ + canais abertos, é a largura total do nível de energia E_λ . A largura total Γ é a soma das larguras para todos os canais abertos.

A largura de uma ressonância isolada formalmente se expressa como:

$$\Gamma = 2\gamma^2 P_\ell(E) \quad (2.41)$$

onde γ^2 é chamada de largura reduzida e $P_\ell(E)$ é a penetrabilidade. Em termos da função de onda de um potencial podemos escrever:

$$\Gamma_\ell(E) = \frac{2\hbar}{R_n} \sqrt{\frac{2E}{\mu}} P_\ell(E, R_n) \theta_\ell^2 \quad (2.42)$$

onde θ_ℓ^2 é adimensional, que em geral não depende da energia. E R_n é o alcance do potencial nuclear.

A quantidade θ_ℓ^2 se pode escrever em função da largura reduzida γ como:

$$\theta^2 = \frac{\gamma^2}{\gamma_W^2} \text{ ou } \theta_{sp}^2 = \frac{\gamma^2}{\gamma_{sp}^2} \quad (2.43)$$

onde γ_W^2 e γ_{sp}^2 são definidas como:

$$\begin{aligned}\gamma_W^2 &= \frac{3\hbar^2}{2\mu R_n^2} \\ \gamma_{sp}^2 &= \frac{\hbar^2 |u_\alpha(R_n)|^2}{2\mu R_n^2}\end{aligned}\quad (2.44)$$

Onde W e sp referem-se ao limite de Wigner e ao "single particle" respectivamente. A teoria completa de ressonâncias, matriz-S, e matriz-R pode ser obtida em Thomas-Lane[Lane 1958, Descouvemont 2010, Sitenko 1990]

2.4 Aproximação de Born de ondas distorcidas (DWBA)

A secção de choque é obtida pelo quadrado da amplitude de espalhamento[Satchler 1983]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\mu_\alpha \mu_\beta}{(2\pi\hbar^2)^2} \frac{k_b}{k_a} \frac{1}{(2J_A + 1)(2J_a + 1)} \sum_{m_a} |T_{DWBA}|^2 \quad (2.45)$$

Na aproximação de Born de ondas distorcidas (DWBA), a amplitude de espalhamento para uma reação genérica $A(a, b)B$ escreve-se como[Thompson 1988]:

$$T_{DWBA} = \mathcal{J} \int \int d\vec{r}_a d\vec{r}_b \chi_\beta^{(-)*}(\vec{k}_b, \vec{r}_b) \langle Bb | \Delta V | Aa \rangle \chi_\alpha^{(+)}(\vec{k}_a, \vec{r}_a) \quad (2.46)$$

onde \mathcal{J} é o jacobiano da transformação das coordenadas relativas e \vec{r}_a e \vec{r}_b são as distâncias entre $a - A$ e $b - B$ como se mostra na Fig. 2.7. χ_α e χ_β são as funções de onda distorcida para o canal de entrada e saída respectivamente. O elemento de matriz presente em 2.46 é responsável pela transição proporcionada pelo potencial ΔV dado por:

$$\langle Bb | \Delta V | Aa \rangle = \int \psi_B^* \psi_b^* \Delta V \psi_A \psi_a d\xi \quad (2.47)$$

onde ξ refere-se às coordenadas internas dos núcleos e que não dependem de r_a e r_b . Esta interação efetiva contém toda a informação referente à estrutura nuclear, regras de seleção do momento angular e do tipo de reação em consideração.

Se consideramos o processo de transferência:

$$A + a \rightarrow b + B \text{ onde } (a = b + x, B = A + x) \quad (2.48)$$

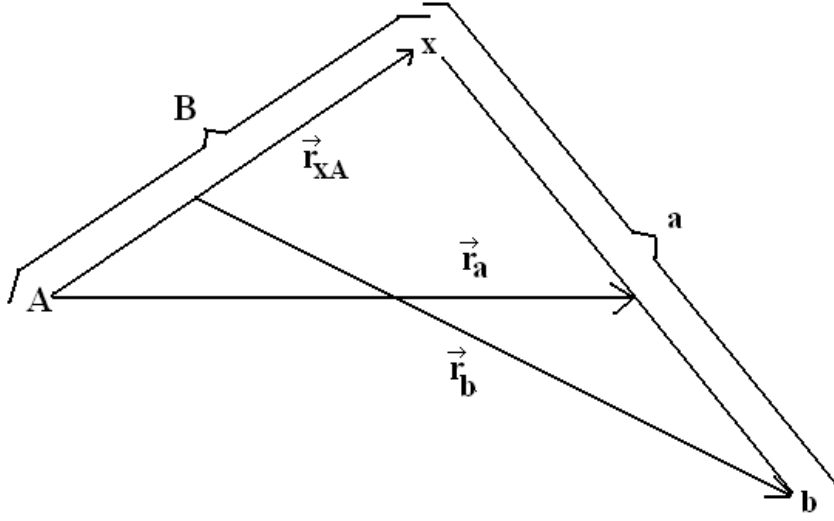


Figura 2.7: Vetores coordenados para uma reação de transferência.

onde x é a partícula de valência que é trocada entre os caroços A e b . O potencial ΔV tem duas representações, a "prior" e a "post":

$$\begin{aligned}\Delta V &= V_{xA} + U_{bA} - U_\alpha \text{ "prior"} \\ \Delta V &= V_{bx} + U_{bA} - U_\beta \text{ "post"}\end{aligned}\quad (2.49)$$

onde V_{xA} é a interação entre a partícula transferida e o núcleo alvo, V_{bx} a interação entre o caroço b e a partícula transferida, U_{bA} é o potencial entre os caroços b e A . E $U_{\alpha(\beta)}$ são os potenciais para o canal de entrada e saída, a partir dos quais se geram as funções de onda distorcidas.

O elemento de matriz da equação 2.46 pode se expressar em termos de funções de "overlap" como:

$$\langle Bb | \Delta V | Aa \rangle = \langle I_{Ax}^B | \Delta V | I_{bx}^a \rangle \quad (2.50)$$

Onde:

$$\begin{aligned}I_{Ax}^B &= S_{Ax}^{1/2} \varphi_{Ax} \\ I_{bx}^a &= S_{bx}^{1/2} \varphi_{bx}\end{aligned}\quad (2.51)$$

onde φ_{Ax} e φ_{bx} são funções de onda de configuração de partícula única do movimento relativo entre a partícula de valência x e os caroços A e b respectivamente. S_{Ax} e S_{bx} são os fatores espectroscópicos que normalizam as funções de onda das configurações (Ax) no núcleo B e (bx) no núcleo a respectivamente.

A secção de choque da aproximação DWBA pode se expressar em termos dos fatores espectroscópicos dos núcleos iniciais e finais, de modo que os dados experimentais podem ser ajustados pelo cálculo teórico:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{exp} = \sum_{j_B j_a} S_{A x \ell_B j_B} S_{b x \ell_a j_a} \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\ell_B j_B \ell_a j_a}^{DWBA} \quad (2.52)$$

Parte I

Laboratório Aberto de Física
Nuclear Pellettron(LAFN)

CAPÍTULO 3

Descrição do Aparato Experimental

Conteúdo

3.1	Laboratório Aberto de Física Nuclear(LAFN)	25
3.1.1	Fonte de Íons	25
3.1.2	Acelerador Pelletron	27
3.2	Sistema RIBRAS(Radioactive Ion Beams in Brasil)	30
3.2.1	Alvo Primário	33
3.2.2	Modo de Operação dos Solenóides	33
3.3	Feixes Contaminantes	38

Nesta secção será descrito de modo abreviado os diversos componentes do aparato experimental para a realização destas medidas, quais sejam, uma descrição da produção de feixes no Laboratório Aberto de Física Nuclear(LAFN), e o Sistema RIBRAS[Lichtenthäler 2005].

3.1 Laboratório Aberto de Física Nuclear(LAFN)

O LAFN (Fig.3.1) encontra-se equipado basicamente por um acelerador do tipo Tandem de 8MV construída pela NEC e instalado no Instituto de Física da Universidade de São Paulo em 1972[laf] e uma fonte de íons MC-SNICS adquirida pela NEC (National Electrostatic Corporation).

3.1.1 Fonte de Íons

A Fonte de íons é do tipo MC-SNICS ("Multicathode Source of Negative Ions by Cesium Sputtering"), pode produzir feixes de íons negativos de praticamente todos os elementos químicos ou moléculas. Uma foto da fonte de íons se ilustra na Fig. 3.2. O desenho esquemático da fonte de íons é

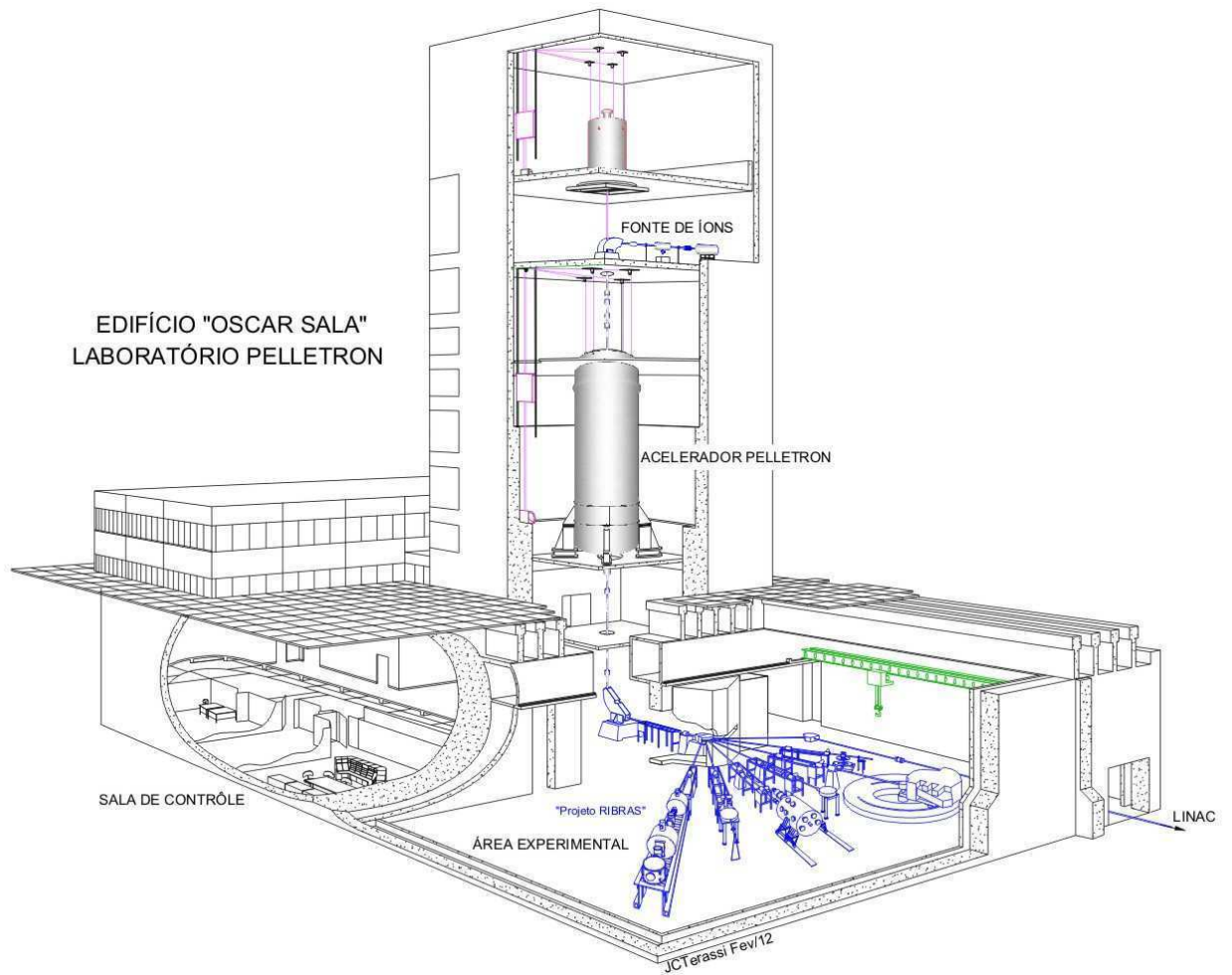


Figura 3.1: Desenho do Laboratório Aberto de Física Nuclear Pelletron [Cortesia de J.C. Terassi]

ilustrada na Fig. 3.3.

O funcionamento da fonte de íons pode ser descrito de maneira simples com a ajuda deste esquema. Nesse desenho se observa o cátodo, que não é mais que um cadinho de aproximadamente 1mm de diâmetro o qual é preenchido com um material contendo o elemento para obter o feixe desejado. O catodo é mantido a -5kV em relação ao ionizador.

O reservatório de Césio é aquecido aproximadamente a uma temperatura de 120°C e logo o Césio é evaporado mas ainda permanece neutro. O vapor de Césio preenche o espaço entre o ionizador e o catodo.

Parte deste vapor de Césio é depositado na superfície do cátodo que está refrigerado, outra parte deste vapor entra em contato com a superfície do ionizador que se encontrava aquecida entre 1000 e 1200°C . O Césio que entrou em contato com o ionizador é imediatamente ionizado na forma de íons positivos de Césio (Cs^+).

Em seguida, devido à diferença de potencial existente entre o catodo e o ionizador os íons de Césio positivo (Cs^+) são acelerados e focalizados sobre o cátodo, onde colidem com o material depositado no catodo e acontece o processo de pulverização catódica ("sputtering").

As partículas do cátodo são ejetadas mas antes elas atravessam a camada de Césio depositada sobre o cátodo refrigerado, e ao fazê-lo, tornam-se negativas, devido a que o Césio é um dos materiais com menor eletronegatividade.

O feixe de partículas negativas é em seguida extraídas por um potencial de $\sim 20\text{kV}$ aplicado entre o catodo e o extrator. Na seguinte etapa os íons são pré-acelerados por uma tensão de 80kV entre a fonte de íons e o tubo do acelerador para fora da fonte de íons e injetado no tubo acelerador de 8MV de tensão máxima no terminal.

3.1.2 Acelerador Pelletron

O Acelerador Pelletron (Fig. 3.4) é uma máquina eletrostática tipo Tandem, construída pela NEC (National Electrostatic Corporation) tendo sido adquirido pela Universidade de São Paulo e instalado no Instituto de Física da USP em 1972 [laf].

O feixe que sai da fonte de íons não só contém o feixe de interesse mas também uma variedade de outros íons produzidos na fonte. Logo, é preciso fazer um processo de seleção de massa além de defletir o feixe em 90° para que possa ser injetado verticalmente no tubo do acelerador. Isto se consegue com o eletroímã ME-20, nome dado devido a que seu valor máximo na relação

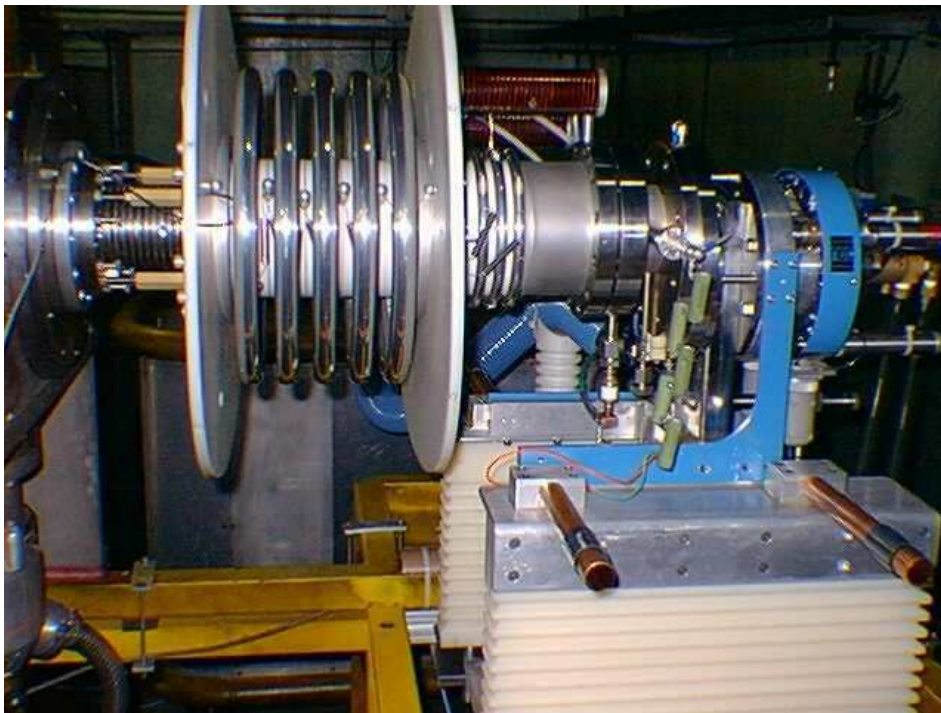


Figura 3.2: Foto da fonte de íons MC-SNICS ("Multicathode Source of Negative Ions by Cesium Sputtering") instalada no LAFN[[laf](#)].

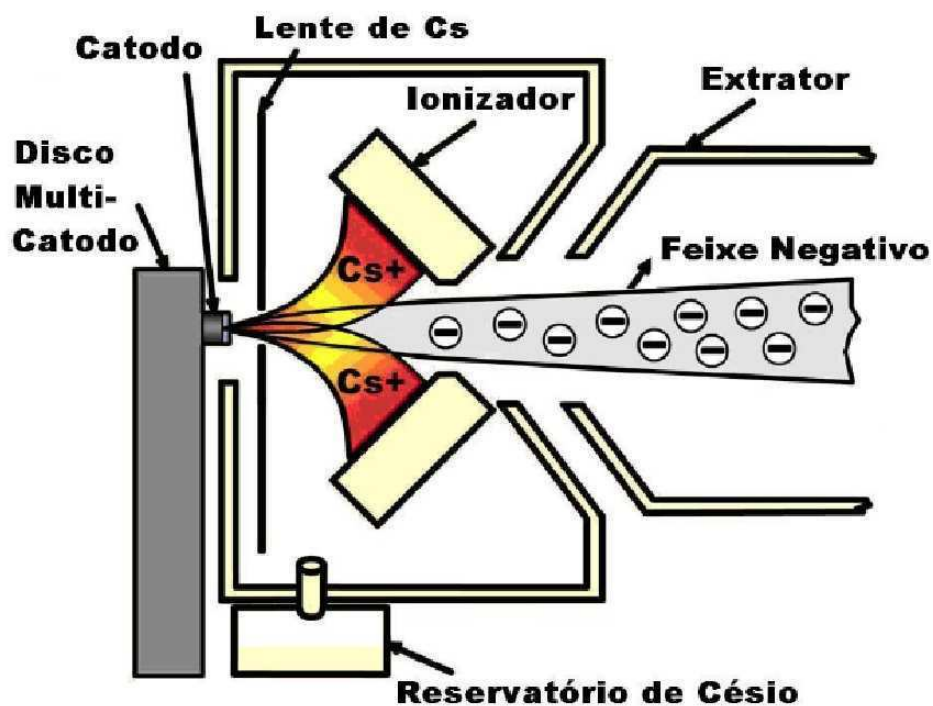


Figura 3.3: Desenho esquemático da fonte de íons ilustrando algumas de suas principais componentes como são o disco multi-catodo que pode conter até 32 cátodos, o reservatório de Cs, o ionizador, e o extrator do feixe.

ME/q^2 é igual a 20(uma.MeV).

Uma vez que o feixe é selecionado e defletido, ele é acelerado até o terminal de alta tensão no meio do tubo do acelerador, pois o feixe que saiu da fonte de íons tem carga negativa $-e$ e o terminal de alta tensão é carregado positivamente pelo sistema de carga do Acelerador Pelletron. Quando o feixe chega no terminal de alta tensão ele atravessa uma folha de carbono("stripper") de aproximadamente $5\mu\text{g}/\text{cm}^2$ que arranca elétrons do feixe tornando-o positivo. Então, este feixe positivo sente a uma força repulsiva do terminal carregado positivamente e é reaccelerado até a extremidade inferior do tubo do acelerador. A energia total ganha por um íon do feixe acelerado é igual a:

$$E = eV_i + (q + 1)eV_T \quad (3.1)$$

Onde e é a carga do elétron, V_i é a tensão de inicial aplicada na fonte de íons, V_T a tensão do terminal, e q é o estado de carga do íon após a folha de carbono. O feixe que sai do tubo acelerador tem um amplo espectro de energia, isso pois a distribuição de estados de carga q é um processo estatístico. É preciso impor uma restrição para obter a energia de feixe desejada. Isso é feito pelo eletroímã ME-200 o qual permite ajustar o campo magnético para defletir em 90° apenas as partículas com a energia desejada. A seleção com o ME-200 é feita de uma medida do campo magnético por Ressonância Magnética Nuclear(NMR) de uma amostra de água pesada, com volume de aproximadamente 0.5cm^3 posicionada dentro do eletroímã. A energia do íon que atravessa o campo magnético do ME-200 é dada por uma expressão que relaciona a energia do feixe e a frequência da ressonância:

$$E = Mc^2 \left(\sqrt{1 + \frac{2(qfc)^2 k}{Mc^2}} - 1 \right) \quad (3.2)$$

Onde f é a frequência da ressonância de NMR, M e q são a massa e o estado de carga do íon respectivamente, c a velocidade da luz no vácuo e k é uma constante de calibração do ME-200. Após o ME-200 o feixe é dirigido para um eletroímã("switching magnet"), que desvia o feixe para uma canalização na linha na área experimental, que é mostrado esquematicamente na Fig. 3.5. Nós utilizamos a canalização 45B onde encontra-se montado o Sistema Ribras.

3.2 Sistema RIBRAS(Radioactive Ion Beams in Brasil)

O sistema RIBRAS consiste de 2 solenóides superconductores em linha que permitem fazer uma seleção das partículas produzidas por reações em um

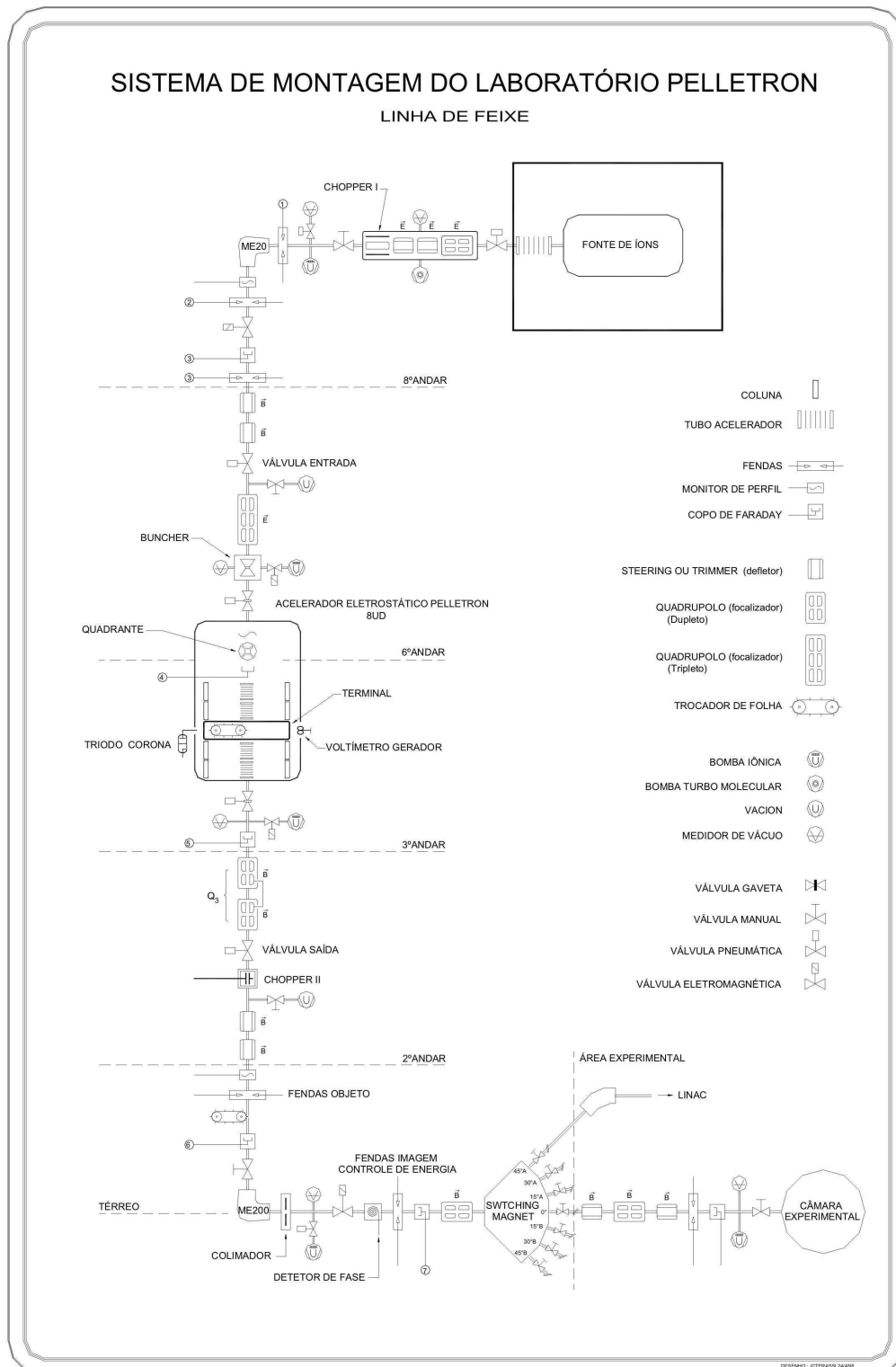


Figura 3.4: Esquema do acelerador Pelletron [Cortesia de J.C. Terassi]

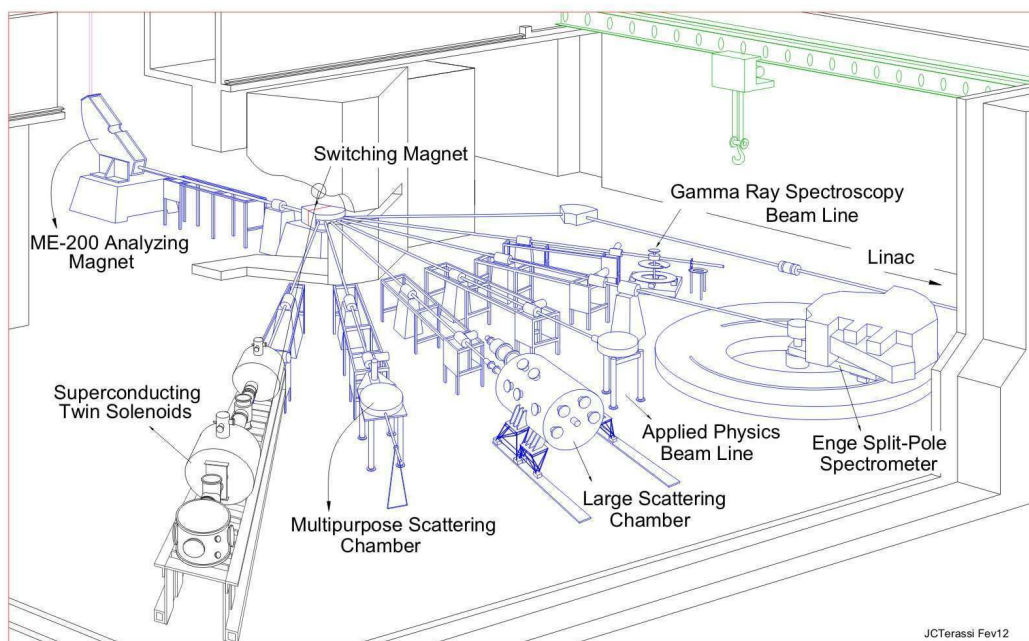


Figura 3.5: Desenho esquemático da área experimental, onde se ilustra as diversas canalizações ou linhas experimentais. Uma dessas linhas é destinada ao Sistema Ribras (linha 45B)[Cortesia de J.C. Terassi].

alvo primário. Os componentes do RIBRAS são um alvo primário, um copo de Faraday, o par de solenóides superconductores, uma câmara intermediária entre os dois solenóides e a câmara final ou de espalhamento como pode-se ver na Fig.3.6. Em fevereiro de 2004 foram obtidos os primeiros dados com o sistema RIBRAS durante a 13^a Escola de Verão de Física Nuclear Experimental. Contudo só se fez uso de um solenóide nessa escola porque a câmara de espalhamento ainda não estava pronta. Em Outubro de 2011 a câmara de espalhamento secundária foi finalmente terminada e os dois solenóides ficaram operativos. Neste trabalho apresentamos os primeiros dados fazendo uso dos dois solenóides para a reação $p(^6\text{He},p)$.

3.2.1 Alvo Primário

O alvo primário consiste em uma câmara de gás de 3.6cm de comprimento. Quando se usa gás no interior do alvo são montadas janelas de entrada e saída que podem ser de havar-havar para altas pressões ou havar- ^9Be onde a folha de ^9Be tem uma espessura de $12\mu\text{m}$. No último caso, ^9Be é o alvo primário onde as reações ocorrem e o feixe secundário é produzido. Neste ultimo caso o gás no interior do alvo tem a função de refrigerar a folha de ^9Be que é aquecida pela potência do feixe primário($P_{max} \sim 8\text{W}$). A refrigeração é necessária para $I_{feixe} \geq 1\mu\text{A}_e$. Como trabalhamos como feixes da ordem de $400\text{-}500\mu\text{A}_e$ não necessitamos de refrigeração e portanto não utilizamos janela de entrada no alvo primário.

Vários feixes têm sido produzidos no RIBRAS, entre eles ^8Li , ^6He , ^7Be , ^8B e outros. Os feixes de ^8Li e ^6He são produzidos a partir das reações $^9\text{Be}(^7\text{Li},^8\text{Li})$ e $^9\text{Be}(^7\text{Li},^6\text{He})$ ambos com alvo de ^9Be e feixe de ^7Li .

Após o alvo primário encontra-se um copo de Faraday que tem a função de suprimir o feixe primário e medir sua intensidade. Na Fig.(3.7) mostra-se uma foto das câmaras do alvo primário e copo de Faraday assim como um desenho esquemático de seus principais componentes.

3.2.2 Modo de Operação dos Solenóides

Uma vez que o feixe secundário é produzido ele atravessa os dois solenóides superconductores. Um esquema destes solenóides pode se ver na Fig.(3.8). A função dos solenóides é selecionar e focalizar o feixe obtido de uma reação no alvo primário até o alvo que se encontra na câmara final ou de espalhamento como se mostra na Fig. (3.6). Uma outra função que cumprem os solenóides é purificar o feixe de interesse de feixes contaminantes, produtos de outras reações. A seleção é feita através da rigidez magnética dos íons

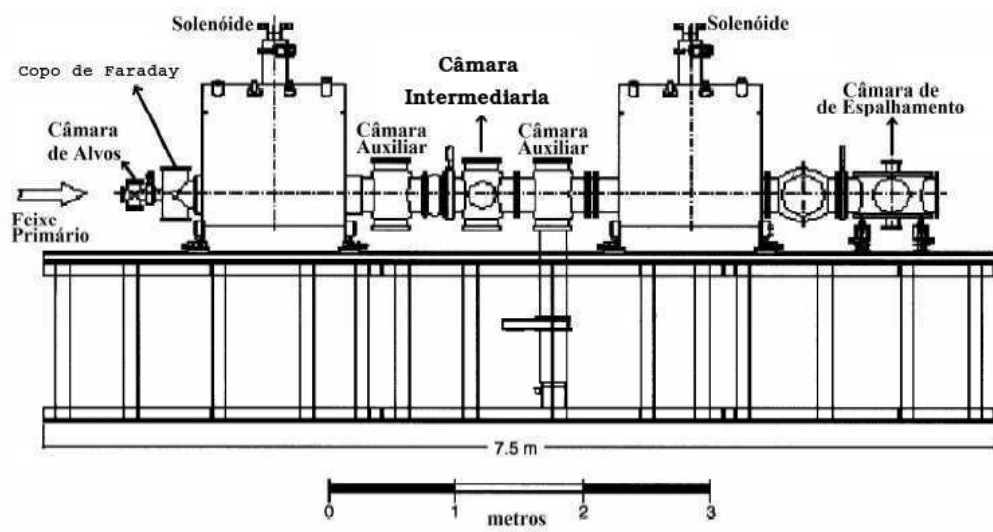


Figura 3.6: (a)Foto do sistema RIBRAS(Radiative Ion Beam in Brazil).
(b)Esquema do sistema RIBRAS

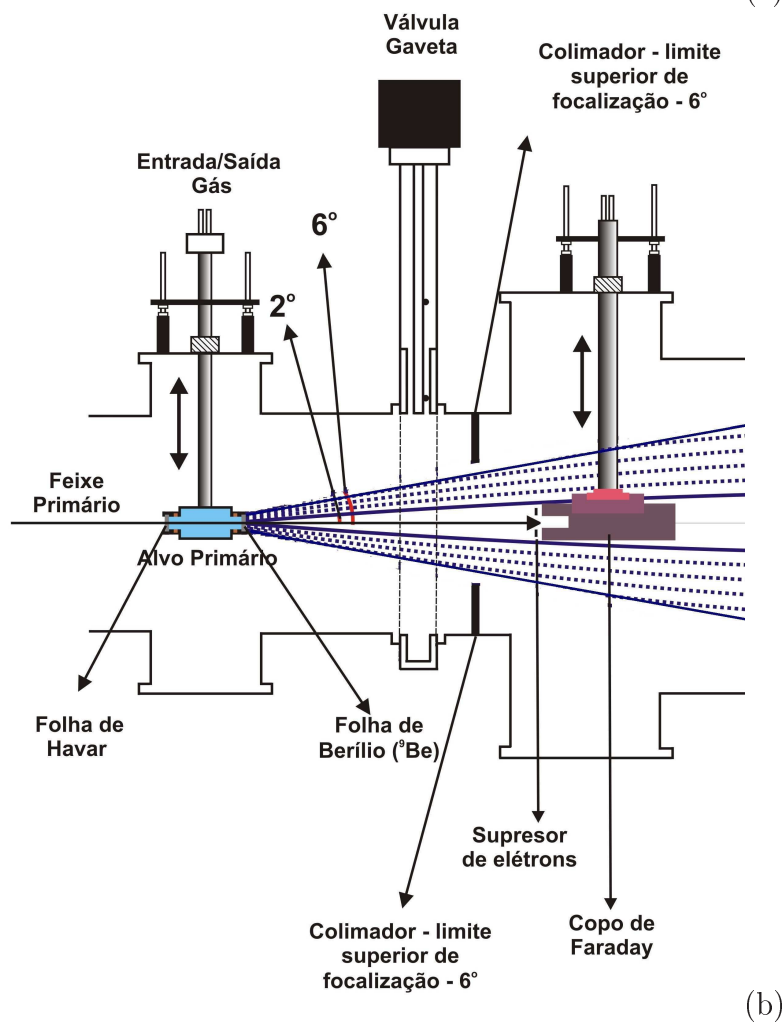
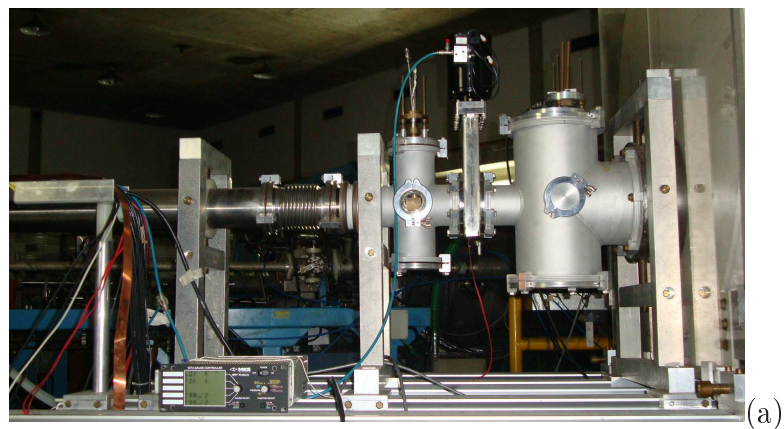


Figura 3.7: (a) Câmaras do alvo primário e do copo de Faraday. (b) Desenho esquemático do alvo primário e do copo de Faraday.

$$B\rho = \frac{\sqrt{2mE}}{q} \quad (3.3)$$

onde $B\rho$ é a rigidez magnética do íon, m , E e q são a massa, energia e o estado de carga do íon respectivamente.

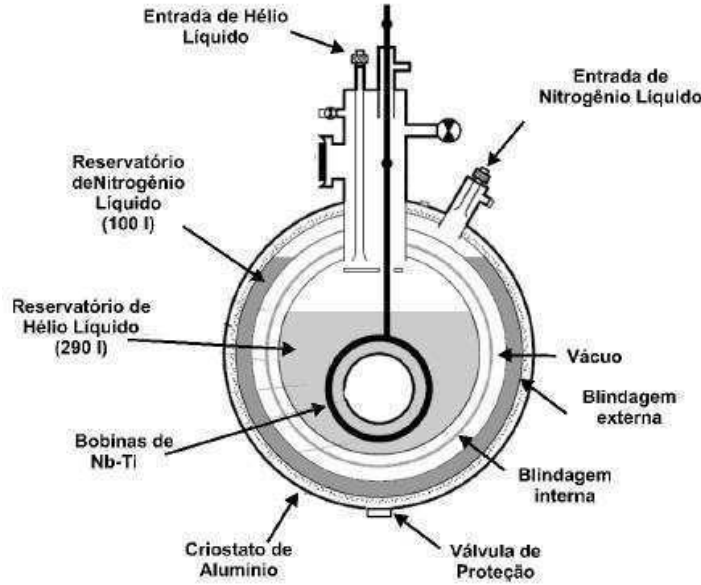


Figura 3.8: Corte perpendicular de um solenóide mostrando algumas das suas componentes

Reescrevendo a Eq. 3.3 em unidades que se utilizam na física nuclear temos:

$$B\rho = 0.1018 \frac{\sqrt{2A(\text{uma})E(\text{MeV})}}{q} (\text{T.m}) \quad (3.4)$$

Uma vez que a corrente nas bobinas de NbTi (Fig. 3.8) é fixada o $B\rho$ está fixo. O $B\rho$, segundo a Eq. 3.4, depende, da massa atômica, energia e carga da partícula. Existem dois modos de focalização do feixe de interesse através dos solenóides, o modo cruzado e o paralelo. No modo paralelo o feixe é focalizado na câmara final ou de espalhamento. No modo cruzado o feixe é focalizado primeiro na câmara intermediária entre os dois solenóides para depois ser refocalizado até a câmara de espalhamento. Em geral o feixe na câmara do meio não é puro. Há ambiguidades na fórmula 3.3 que fazem com que haja contaminação vindas do alvo primário como o próprio feixe primário e de partículas leves, p , d , α . No modo cruzado pode-se ou não utilizar-se um degradador ou absorvedor de energia na câmara do meio. A função do

absorvedor é a de produzir uma perda de energia e/ou mudança no estado de carga das partículas que o atravessam e com isso fazer um seleção adicional com o segundo solenóide, aumentando a pureza do feixe secundário. Na Fig. 3.9 mostra-se um desenho esquemático desses dois tipos de focalização.

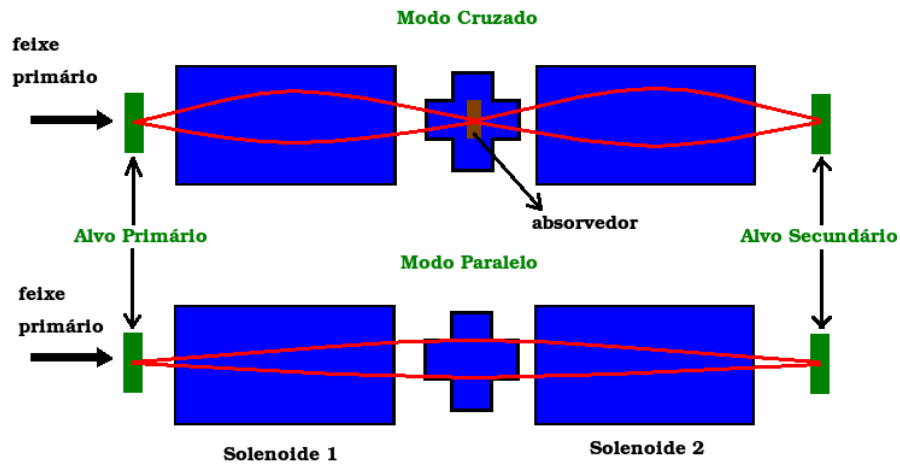


Figura 3.9: Modos de focalização no sistema RIBRAS

Feixes	q	A(u)
${}^7\text{Li}^{+2}$	2	7.0160040
${}^6\text{He}^{+2}$	2	6.0188881
${}^4\text{He}^{+2}$	2	4.0026032497
${}^3\text{H}$	1	3.0160492675
${}^2\text{H}$	1	2.0141017780
${}^1\text{H}$	1	1.0078250321

Tabela 3.1: Massas e estados de carga dos íons secundários que foram utilizados para encontrar as energias dos feixes contaminantes E_{cont} .

3.3 Feixes Contaminantes

Junto com o feixe secundário ${}^6\text{He}$ são focalizados outros feixes vindos do alvo primário que têm a mesma rigidez magnética definida na Eq. 3.4. Então, fazendo $B\rho_{int} = B\rho_{cont}$ nos temos:

$$E_{cont} = \frac{q_{cont}^2}{q_{int}^2} \frac{A_{int}}{A_{cont}} E_{int} \quad (3.5)$$

Onde os índices “int” e “cont” correspondem aos feixes de interesse e contaminante respectivamente. Os contaminantes mais comuns estão na tabela 3.1.

Na Fig.(3.10) mostramos 2 espectros de um feixe de ${}^6\text{He}$, um na câmara intermediária após o primeiro solenóide e outro após o segundo solenóide. Vemos que com o uso de um absorvedor de CH_2 de $12 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$ na câmara do meio, a pureza aumenta de 16% para 92%

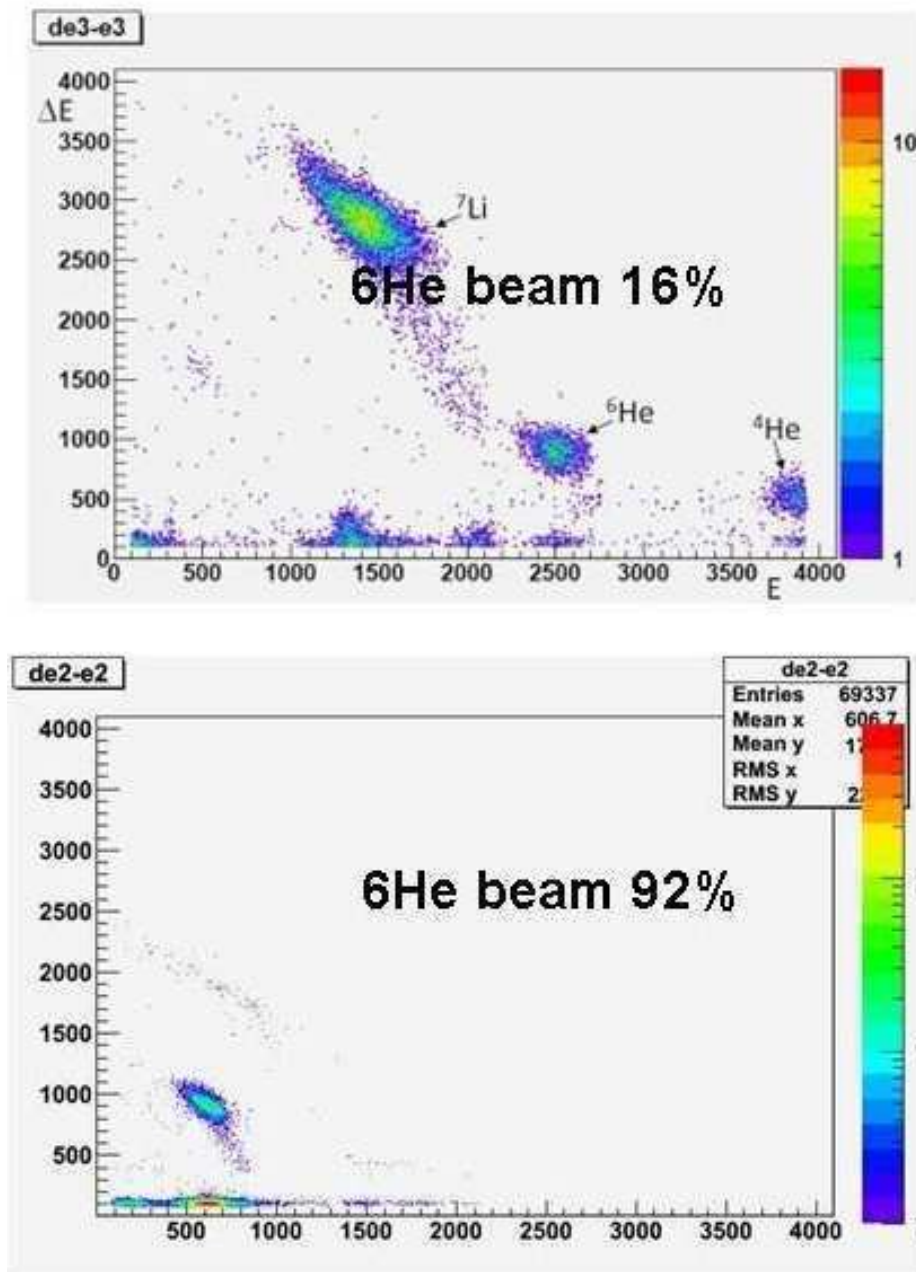


Figura 3.10: Comparação entre os espectros biparamétricos $\Delta E \times E$ obtido com um alvo de ${}^{197}\text{Au}$ na câmara intermediária(acima) após o primeiro solenóide para o feixe de ${}^6\text{He}$ o qual só tem um 16% de pureza. Já na câmara de espalhamento(abaixo) o feixe de ${}^6\text{He}$ tem 92% de pureza ou seja grande parte dos contaminantes foram eliminados após o segundo solenóide em comparação com o espectro obtido na câmara intermediária após o primeiro solenóide.

A Experiência $p(^6\text{He},p)$

Conteúdo

4.1	Introdução da Experiência	41
4.2	Alvos Utilizados	43
4.3	Montagem dos Detectores Utilizados	43
4.4	Eletrônica de Aquisição	44
4.5	Calibração dos Detectores	49
4.6	Correntes aplicadas aos solenóides	51
4.7	Cálculo da Secção de Choque Experimental	54

4.1 Introdução da Experiência

O experimento consiste na medida de uma função de excitação do espalhamento $p+^6\text{He}$. Medidas de função de excitação fornecem informações sobre a estrutura do núcleo composto que, neste caso, é o ^7Li [Tilley 2002]. O estudo de estados do ^7Li em uma região de energias de excitação em torno do limiar $^6\text{He}+p$ é muito interessante pois pode fornecer informações sobre estados do análogo isobárico ^7He (ver Fig. 4.1) que é um núcleo muito exótico.

A utilização de um feixe de ^6He e alvo de prótons permite a realização da experiência em cinemática inversa (feixe pesado e alvo leve) o que reduz bastante a energia no centro de massa $E_{cm} = E_{lab} \frac{m_{alvo}}{m_{alvo} + m_{projatil}} = \frac{E_{lab}}{7}$. Desta forma, medidas em baixas energias de excitação são possíveis ($E^* = E_{cm} + Q_{\text{fusão}}$). Por outro lado a utilização de alvos gasosos de hidrogênio é bastante complexa. O hidrogênio é explosivo e a confecção de alvos de alta densidade requer o uso de alvos criogênicos. Uma alternativa relativamente simples consiste na utilização de alvos plásticos como o polietileno por exemplo, cuja molécula CH_2 contém hidrogênio. A técnica do "alvo grosso" consiste em utilizar uma folha de CH_2 com espessura suficiente para parar o feixe de ^6He (ver Fig. 4.2), mas ser transparente às partículas leves de prótons de recuo, além dos deuterons, trítios e α 's produzidos em reações no CH_2 . A energia da

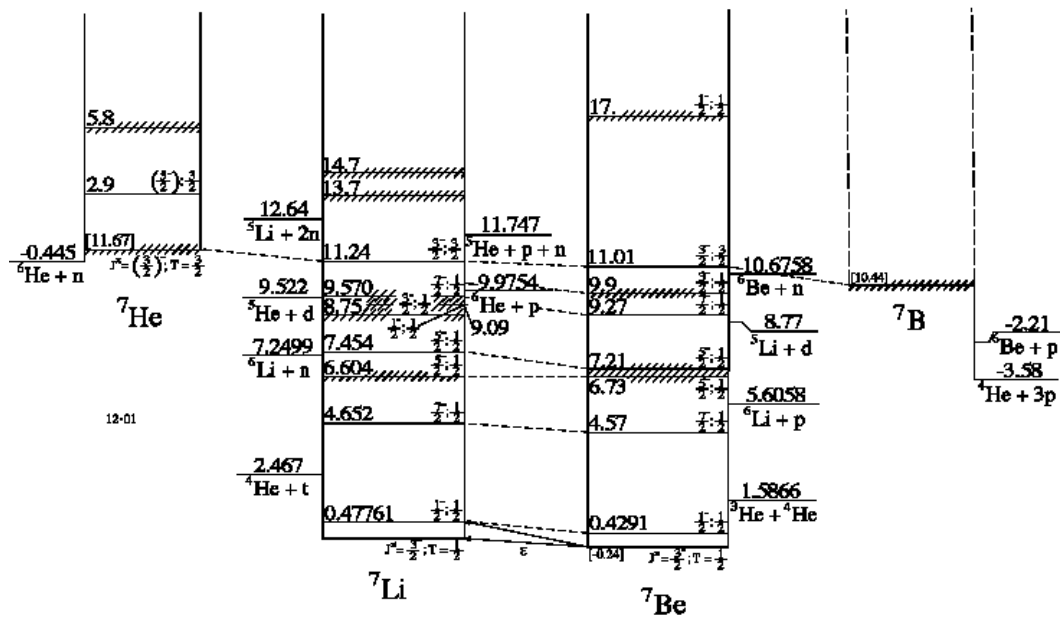


Figura 4.1: Diagrama de níveis do triplete isobárico $A=7$ publicado em [Tilley 2002].

partícula de recuo, medida por um detector colocado logo atrás do alvo em 0° graus, está directamente relacionada com a energia da colisão elástica do ${}^6\text{He}+p$. Desta forma, uma medida do espectro de prótons de recuo, fornece directamente uma medida da função de excitação do ${}^6\text{He}+p$. Faz-se além disso, medidas com um alvo puro de carbono para se subtrair o "background" vindo de reações no carbono.

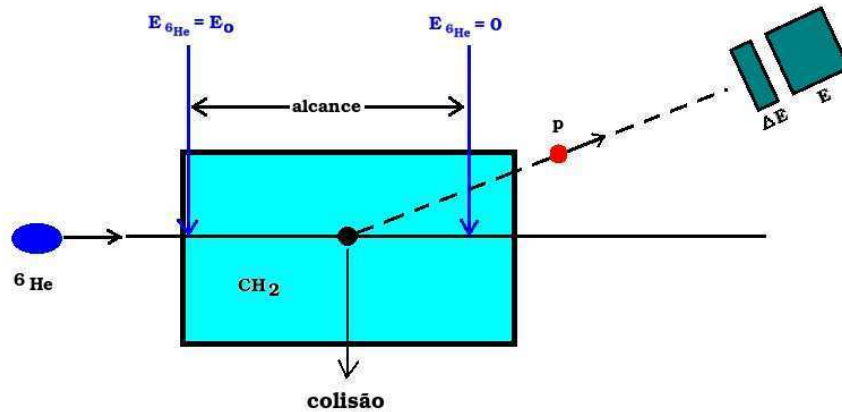


Figura 4.2: Desenho esquemático da técnica do "alvo grosso"

4.2 Alvos Utilizados

Na câmara central ou intermediária (ver Fig. 4.3) foram utilizados um absorvedor de CH_2 de $12\text{mg}/\text{cm}^2$, um de mylar ($\text{C}_{10}\text{H}_8\text{O}_4$) com uma espessura de $0.18\text{mg}/\text{cm}^2$ o qual foi utilizado para testar suas características como absorvedor para desfocalizar o ${}^7\text{Li}$ com carga $+2$ e um alvo de ${}^{197}\text{Au}$ de $7.2\text{mg}/\text{cm}^2$ que servirá para calcular a taxa de produção do feixe secundário e também para monitorar a intensidade do feixe (ver Fig. 4.4). Na câmara final ou de espalhamento se utilizou quatro alvos: um alvo de ${}^{197}\text{Au}$ de $3.36\text{mg}/\text{cm}^2$ para a normalização, um de carbono C de $15\text{mg}/\text{cm}^2$ e que serve para medir o "background" de reações de carbono e dois alvos de polietileno CH_2 de espessuras de $6\text{mg}/\text{cm}^2$ e $12\text{mg}/\text{cm}^2$ (ver Fig. 4.5).

4.3 Montagem dos Detectores Utilizados

Nesta experiência foram utilizados 4 telescópios, um deles fica na câmara central e os três restantes ficam na câmara final. Um telescópio consiste

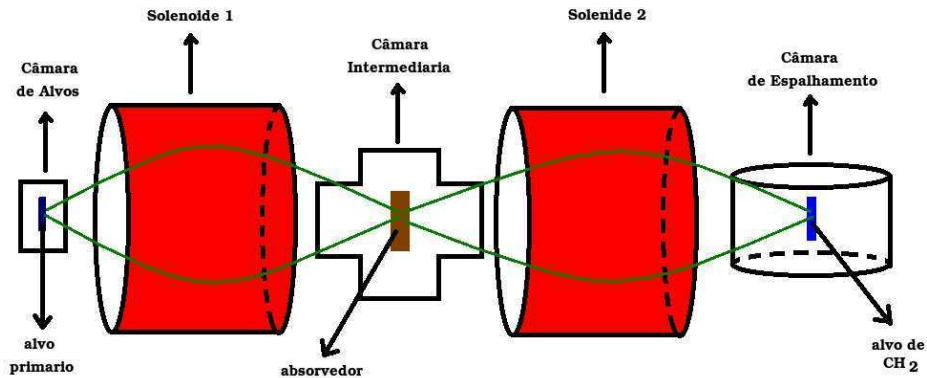


Figura 4.3: Desenho Esquemático do sistema RIBRAS para a presente experiência. Fazendo uso dos dois solenóides e um degradador (absorvedor) no “crossing point” (câmara intermediária) esperamos ter um feixe de ^6He quase 100% puro

de dois ou mais detectores montados em linha. Na experiência utilizamos telescópios compostos de dois detectores de silício, um fino ΔE e outro grosso E . Os telescópios permitem medir a energia e identificar as partículas por seu número atômico e massa já que a perda de energia no $\Delta E \propto \frac{MZ^2}{E}$. Com o uso destes telescópios colocando o detector fino ΔE seguido do detector grosso E podemos medir a energia perdida no detector ΔE e a energia residual $E_{residual}$ no detector grosso. Assim é possível construir espectros biparamétricos $\Delta E \times E_{residual}$ ou $\Delta E \times E_{total}$ onde $E_{total} = \Delta E + E_{residual}$ e identificar as partículas. Os telescópios da câmara final têm posições fixas como mostra a Fig. 4.6. Na tabela 5.4 são mostradas as espessuras e áreas dos detectores utilizados na experiência.

4.4 Eletrônica de Aquisição

Um esquema da eletrônica usada na experiência para o caso de um telescópio mostra-se na Fig. (4.7). O sinal proveniente da interação de uma partícula com o detector primeiro chega ao pré-amplificador que transforma o sinal de carga em um pulso de tensão. Neste pré-amplificador existem duas saídas uma que leva o sinal de energia e outra que leva o sinal rápido de tempo. O sinal de energia pré-amplificado é levado até um amplificador que está ligado a um módulo ADC ou “Analog to Digital Converter” do sistema de aquisição

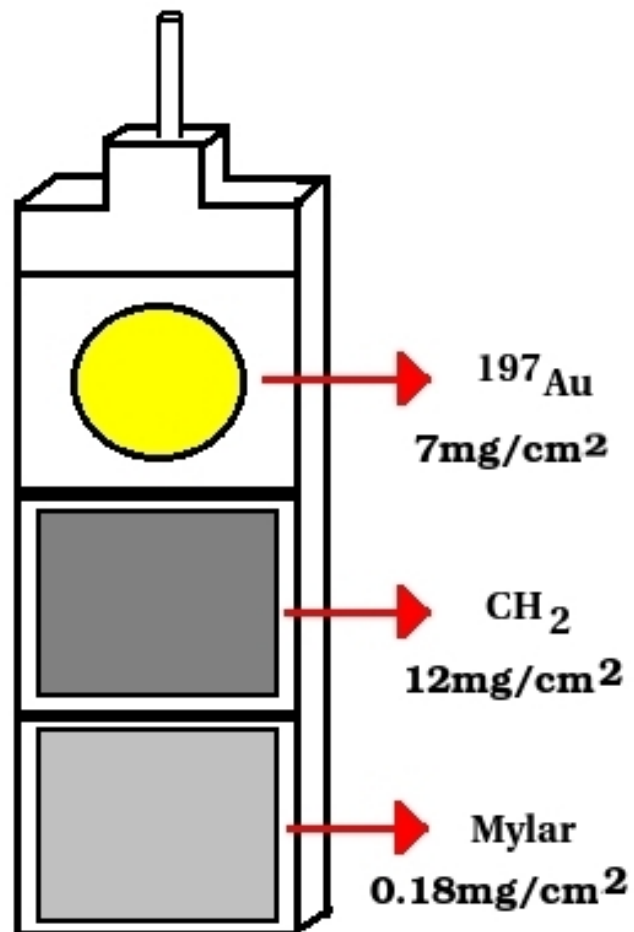


Figura 4.4: Desenho esquemático do porta alvos na câmara central. Utilizou-se um alvo de ^{197}Au , um alvo sólido de CH_2 (folha de polietileno) e um alvo de $\text{C}_{10}\text{H}_8\text{O}_4$ (Mylar)

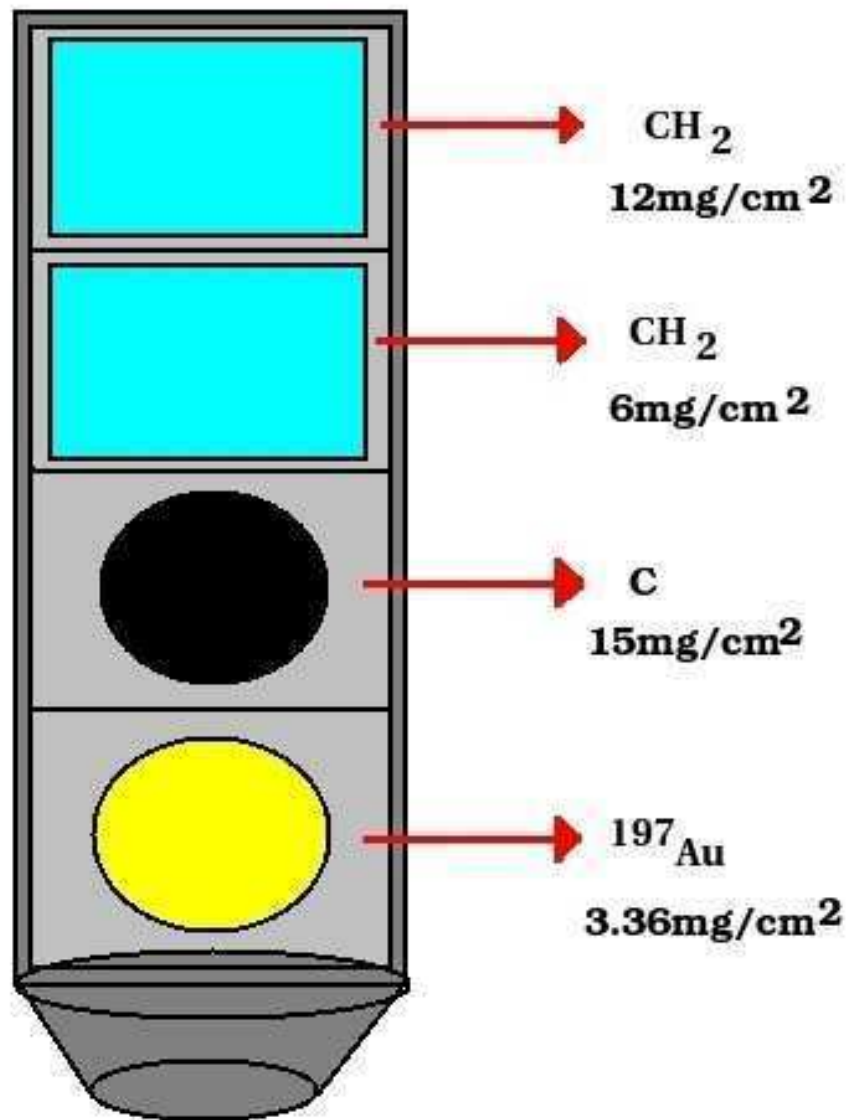
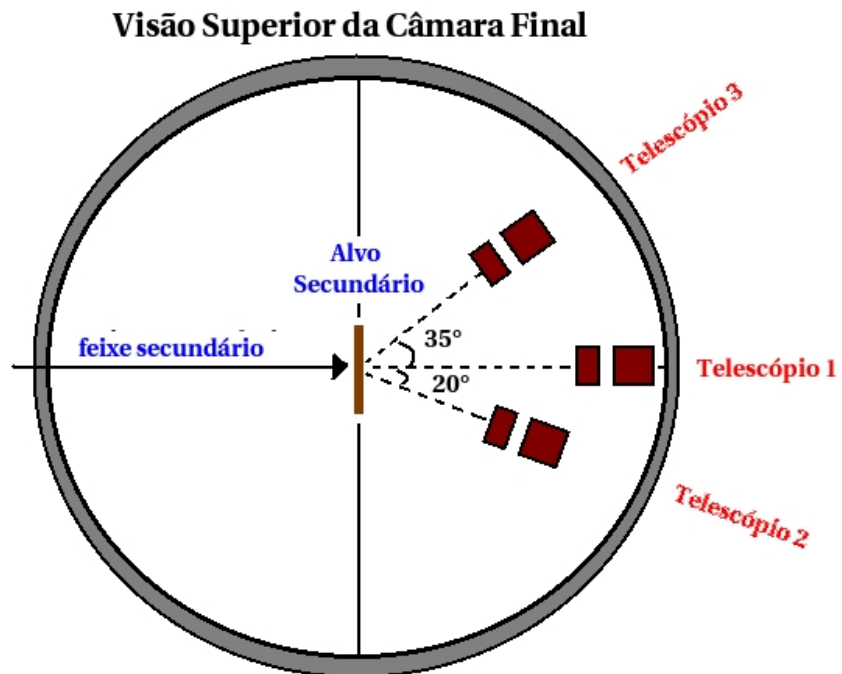
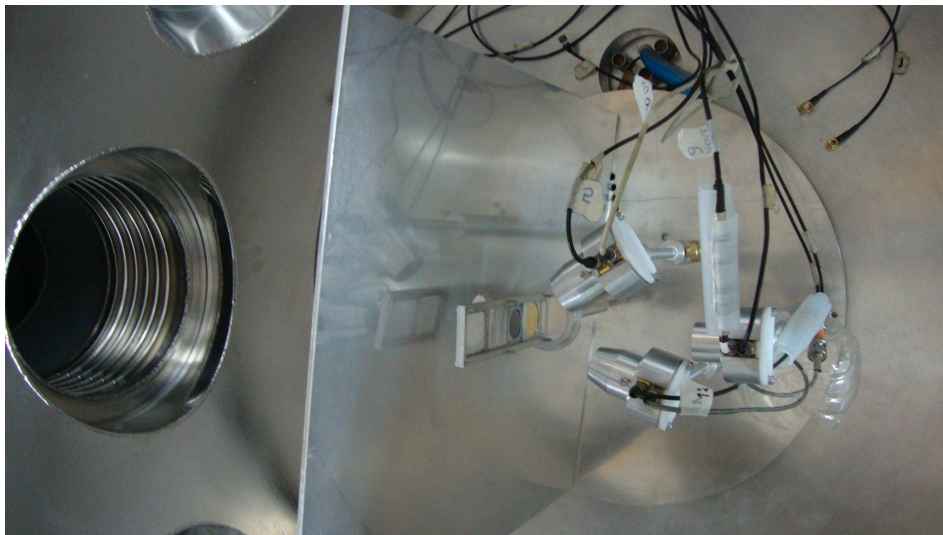


Figura 4.5: Desenho esquemático do porta alvos na câmara final. Utilizou-se um alvo de ^{197}Au , um alvo de carbono C , e dois alvos de CH_2 de duas espessuras diferentes.



(a)



(b)

Figura 4.6: (a) Desenho esquemático dos detectores na câmara final (b)Foto da montagem dos telescópios na câmara final

Detector	Espessura(μm)	Área(mm^2)
$\Delta E1$	50	100
E1	1000	150
$\Delta E2$	25	150
E2	1000	150
$\Delta E3$	25	300
E3	1000	300
$\Delta E4$	25	150
E4	1000	150

Tabela 4.1: Espessura dos detectores de Si

CAMAC que digitaliza a informação de energia [Leo 1994]. O sinal de tempo passa por um amplificador rápido e daí vai para um Discriminador de Fração Constante que gera o sinal lógico que é chamado de “gate”. O sinal de “gate” é levado a um módulo “Fan-in/Fan-out”, neste módulo obtem-se um único sinal que dispara a aquisição. Sempre que ocorre um evento em ΔE ou E é gerado um sinal de “gate” e a eletrônica é disparada para a aquisição.

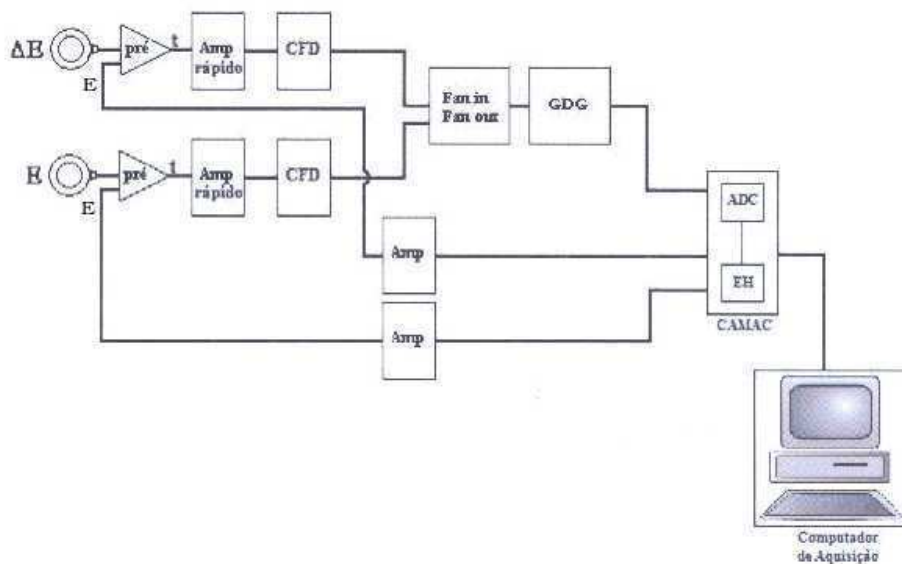


Figura 4.7: Esquema da eletrônica usada na experiência para o caso de um telescópio

4.5 Calibração dos Detectores

Os espectros E e ΔE obtidos na experiência estão em canais, mas nós precisamos que eles estejam em unidades de energia. Para encontrar uma relação entre canal e energia, fizemos uma calibração do sistema de detecção com uma fonte de ^{241}Am que emite partículas α 's de energia 5.486MeV. Esta calibração se fez com os detectores fino ΔE e grosso E por separado para os telescópios 1, 2 e 3 da câmara final da Fig. 4.6. Temos que um dado canal corresponde uma dada energia conhecida neste caso as partículas α da fonte de ^{241}Am , assim sendo poderíamos ter uma reta que relacione canais versus energia, teríamos o ponto zero da reta e o ponto dado pelas partículas α emitidas da fonte α . Um exemplo de espectro obtido para a fonte de ^{241}Am para o telescópio 2 pode ser visualizado na Fig. (4.8).

Um outro ponto que poderíamos ter em conta na calibração é o feixe secundário de ^6He que aparece nos espectros biparamétricos com alvo de ^{197}Au na câmara final como se pode ver na Fig. 5.1 e assim teríamos 3 pontos para nossa reta de calibração. No caso do ponto dado pelo feixe secundário de ^6He uma vez obtida a posição do feixe em canais nós calculamos as perdas de energia no detectores do telescópio ΔE e E . Desse modo encontra-se a energia deixada pelo feixe secundário para relaciona-la com as posições em canais nesses detectores. Para fazer os cálculos de perda de energia utilizou-se os programas STOPX e KINEQ. Então estamos supondo que:

$$\Delta E(\text{MeV}) = A + B\Delta E(\text{canais}) \quad (4.1)$$

e vamos chamar a energia deixada no detetor grosso E de energia residual E_{residual}

$$E_{\text{residual}}(\text{MeV}) = C + DE_{\text{residual}}(\text{canais}) \quad (4.2)$$

Então para obter a energia total E_{total} em unidades de MeV basta somar as equações 4.1 e 4.2 e E_{total} ficaria como:

$$E_{\text{total}} = \underbrace{A + B\Delta E(\text{canais})}_{\Delta E(\text{MeV})} + \underbrace{C + DE_{\text{residual}}(\text{canais})}_{E_{\text{residual}}(\text{MeV})} \quad (4.3)$$

Na Fig. 5.2 vemos o espectro biparamétrico utilizando as retas de calibração obtidas com a equação (4.3). Na Fig. 4.9 podemos ver as calibrações feitas para o telescópio 1. Então a relação de canais para unidades de MeV para o telescópio 1 ficaria como:

$$E_{\text{total}}(\text{MeV}) = -4.4 \times 10^{-02} + 2.7 \times 10^{-03} \Delta E(\text{canais}) + 7 \times 10^{-03} E(\text{canais}) \quad (4.4)$$

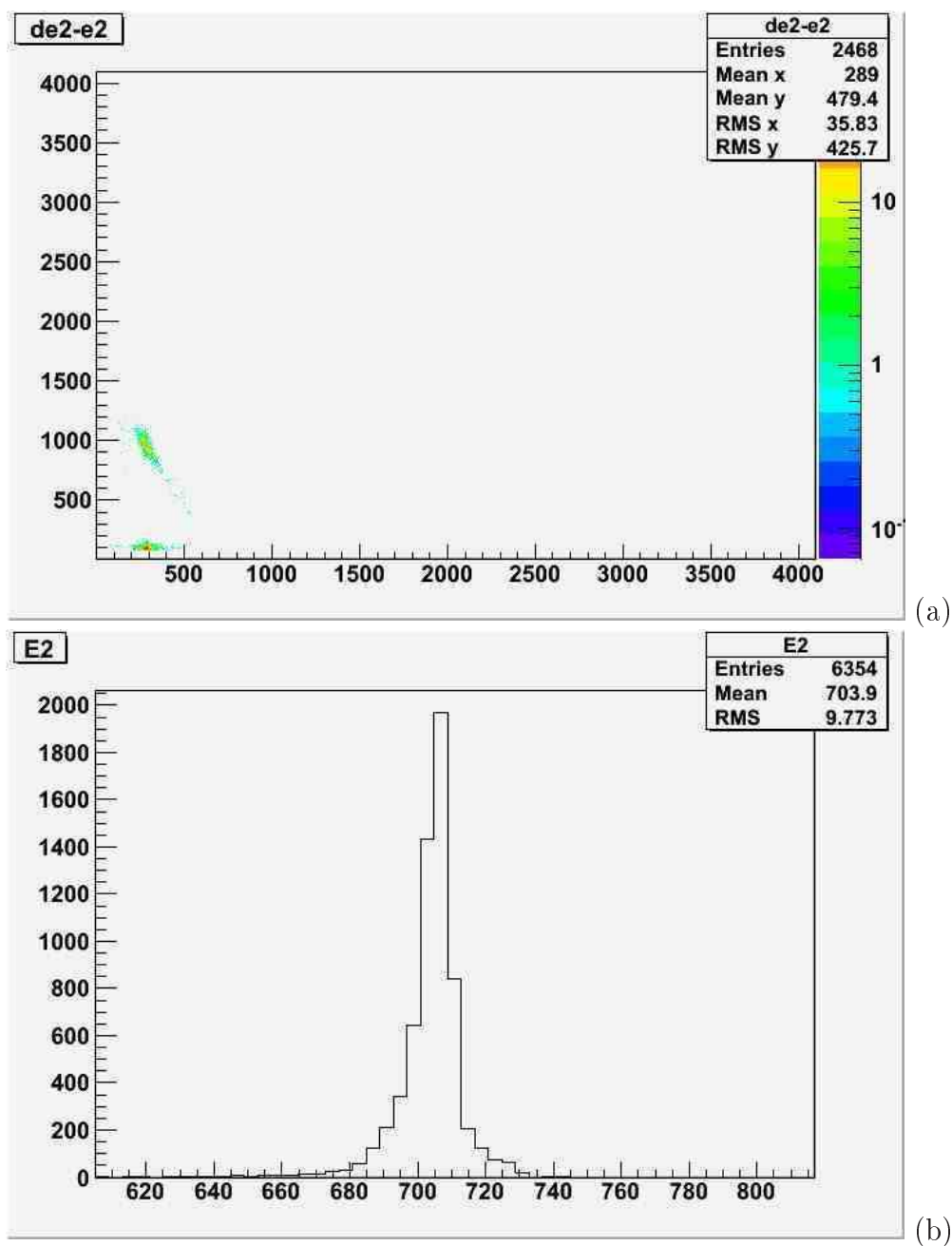


Figura 4.8: Espectros de energia das partículas α de 5.486MeV emitidos pela fonte de ^{241}Am (a)Espectro biparamétrico obtido com os detectores ΔE e E montados no telescópio 2 (b) Neste espectro retirou-se o detector ΔE e obteve-se o espectro apenas para o detector E .

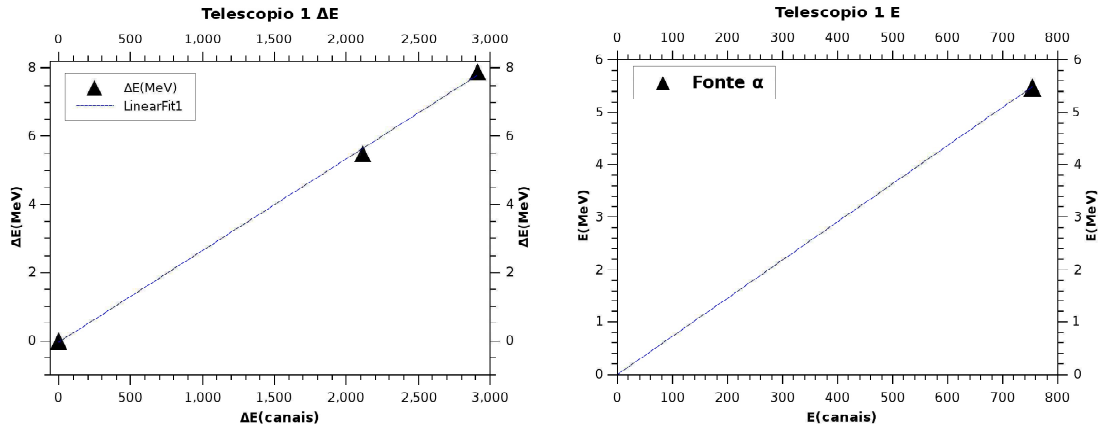


Figura 4.9: Retas de calibração obtidas para o telescópio 1. (lado esquerdo) A reta de calibração para o detector fino $\Delta E1$. (lado direito) Para a calibração do detector grosso $E1$ só temos um ponto (fonte α).

4.6 Correntes aplicadas aos solenóides

Antes de colocar em funcionamento o sistema RIBRAS para realizar uma experiência devemos determinar as correntes para os solenóides adequadas para focalizar o feixe secundário de interesse. Para calcular as correntes que devem ser aplicadas ao par de solenóides do sistema RIBRAS I_{sol1} e I_{sol2} para o solenóide 1 e 2 respectivamente (ver Fig. 4.3) se usou o programa TWSP [Lee, de Faria 2008, Junior 2009] que foi modificado por R. Lichtenthäler para os parâmetros do sistema RIBRAS.

Na Fig. 4.12 podemos observar as trajetórias do feixe de ${}^6\text{He}$ simuladas pelo programa TWSP para uma energia de 18.9 MeV sem absorvedor na câmara intermediária. O feixe é focalizado até a câmara intermediária em um ponto no eixo x em torno de 2.64 m e depois o feixe de ${}^6\text{He}$ é focalizado através do segundo solenóide até a câmara final ou de espalhamento em 5.96 m no eixo x .

No cartão de entrada se fornece o número de trajetórias, e para cada trajetória o número de massa A e seu estado carga q , e o ângulo formado entre a trajetória e o eixo x . O formato do cartão de entrada se mostra na Fig. 4.10. Depois de fornecer o cartão de entrada outros parâmetros são fornecidos na tela como a distância entre o alvo primário e o centro do primeiro solenóide, a separação centro a centro que há entre os dois solenóides, e as correntes I_{sol1} e I_{sol2} aplicadas aos solenóides 1 e 2 como se mostra na Fig. 4.11.

Na tabela 4.2 se mostra as correntes I_{sol} para cada solenóide necessária para focalizar o ${}^6\text{He}$ na câmara final para diversas tensões de terminal V_{term}

do acelerador Pelletron, contudo só trabalhou-se com $V_{term} = 5.0, 5.5, 6.0\text{MV}$ que nos forneceram as energias incidentes de ^6He de $7.69\text{MeV}, 9.34\text{MeV},$ e 12.2MeV respectivamente.

```

5 N° de trajetorias

Z A E(MeV) Ângulo(graus)
. . . .
. . . .
2 6 18.9 4
. . . .
. . . .

```

Figura 4.10: Formato do cartão de entrada utilizado pelo programa TWSP.

```

[ruben@localhost twinsol2]$ ./twinsolsp
Enter the input parameter file (FILENAME.DAT)
ruben.dat
Now loading input parameters ...
Now loading input parameters ...
Now loading input parameters ...
Now loading input parameters ...
Now loading input parameters ...
Distances
Enter target distance ZTGT (meters):
1.15
Enter max. distance to plot rays ZND (meters):
7
Single or Double Solenoid? (enter "1" or "2")
2
Enter current in amps for RIBRAS1:
36.4
Enter current in amps for RIBRAS2:
32.9
Enter the center to center separation of NuSOLS (2.0m min.):
3.03
Coil Length      0.679956 m
Bore Radius      0.15 m
Solenoids in parallel or antiparallel mode?
Enter "p" or "a"
a
Do you want to include cylindrical electrode? (y/n)
n
Do you want to include a mid-plane absorber?
n
Do you want to include a defocusing element?
n
Do you want a gas absorber in the first magnet?
n
Now calculating the trajectory of ray #1
Now calculating the trajectory of ray #2
Now calculating the trajectory of ray #3
Now calculating the trajectory of ray #4
Now calculating the trajectory of ray #5
[!]* Done          gedit ruben.dat
[ruben@localhost twinsol2]$

```

Figura 4.11: Saída na tela após o programa TWSP ser invocado onde os valores de I_{sol1} e I_{sol2} são fornecidas.

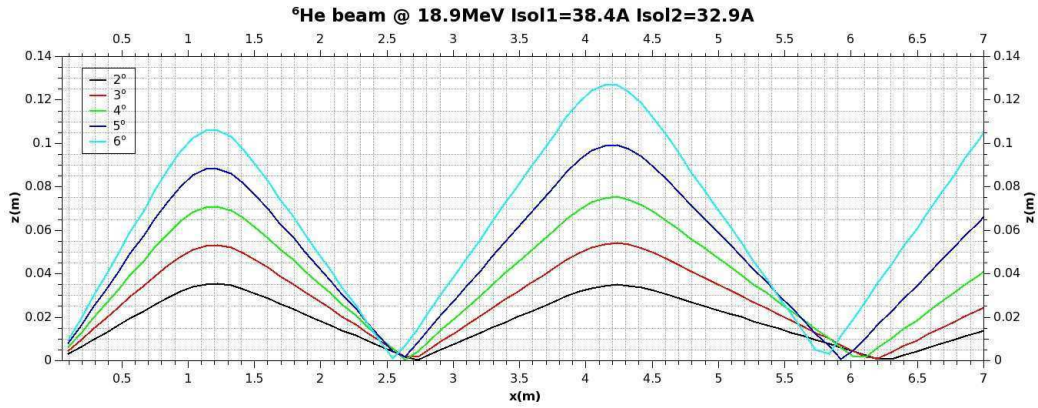


Figura 4.12: Simulação realizada com o programa TWSP. Nesta figura pode-se observar a focalização do feixe de ${}^6\text{He}$ para uma energia de 18.9MeV sem nenhum absorvedor na câmara do meio ou intermediária.

V_{term} (MV)	$E_{{}^7\text{Li}}$ (MeV)	$E_{{}^6\text{He}}$ (MeV)	I_{sol1}	$E_{{}^6\text{He}}$ (MeV)	I_{sol2}
5.0	20.0	14.7	33.8	3.22	13.83
5.1	20.4	15.1	34.3	4.29	15.95
5.2	20.8	15.5	34.75	5.22	17.6
5.3	21.2	15.9	35.2	6.09	19.0
5.4	21.6	16.4	35.7	7.1	20.54
5.5	22.0	16.8	36.2	7.85	21.6
5.6	22.4	17.2	36.65	8.58	22.6
5.7	22.8	17.6	37.05	9.26	23.45
5.8	23.2	18.0	37.45	9.9	24.25
5.9	23.6	18.4	37.9	10.5	25.0
6.0	24.0	18.9	38.4	11.3	25.9

Tabela 4.2: A primeira coluna é a tensão aplicada ao acelerador em unidades de MV, a segunda coluna é o feixe de ${}^7\text{Li}$ produzido com a tensão aplicada da primeira coluna e a terceira é a energia com que sai o feixe secundário ${}^6\text{He}$ da reação ${}^9\text{Be}({}^7\text{Li}, {}^6\text{He})$ que acontece no alvo primário. I_{sol1} e I_{sol2} são as correntes aplicadas aos solenóides 1 e 2 respectivamente. Na quinta coluna se mostra a energia do ${}^6\text{He}$ uma vez que atravessaram o absorvedor na câmara intermediária. Para esta tabela os cálculos foram feitos supondo um absorvedor de CH_2 de $12\text{mg}/\text{cm}^2$ de espessura.

Telescópio	Ângulo sólido(mSr)
1	11.6
2	19.0
3	27.5

Tabela 4.3: Valores dos ângulos sólidos utilizados na experiência.

4.7 Cálculo da Secção de Choque Experimental

A secção de choque experimental é dada por:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{lab}} = \frac{N_{cont}}{\Delta\Omega N_{alvo} N_{feixe}} \quad (4.5)$$

Onde "lab" refere-se ao sistema de laboratório. N_{cont} é o número de contagens no pico de interesse, $\Delta\Omega = \frac{A}{d^2}$ é o ângulo sólido do detector. Onde A é a área onde o detector pode registrar contagens e d é a distância do detector até a posição do alvo. Na tabela 4.3 são colocados os valores para os telescópios utilizados na câmara de espalhamento ou final. N_{alvo} é o número de partículas por cm^2 no alvo e N_{feixe} é o número de partículas incidentes no alvo. Para obter a secção de choque no sistema de centro de massa deve-se multiplicar 4.5 pelo jacobiano da reação J . O jacobiano da reação J é obtido com o programa KINEQ.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{cm}} = \frac{d\sigma}{d\Omega_{lab}} J \quad (4.6)$$

Análise dos Dados e Resultados

Conteúdo

5.1	Espectro biparamétrico com o alvo de ^{197}Au	56
5.2	Espectro biparamétrico com o alvo de CH_2	57
5.3	A resolução experimental em energia	61
5.4	Transformação da contagem N_{cont} para $\frac{d\sigma}{d\Omega}$	62
5.5	Método utilizado no ajuste de picos por Breit-Wigner	64
5.6	Espectro dos Prótons	65
5.6.1	Energia incidente de ${}^6\text{He} = 12.2\text{MeV}$	65
5.6.2	Energia incidente de ${}^6\text{He} = 9.34\text{MeV}$	73
5.6.3	Energia incidente de ${}^6\text{He} = 7.69\text{MeV}$	77
5.7	Espectro das partículas α	79
5.7.1	Energia incidente de ${}^6\text{He} = 12.2\text{MeV}$	79
5.7.2	Energia incidente de ${}^6\text{He} = 9.34\text{MeV}$	82
5.7.3	Energia incidente de ${}^6\text{He} = 7.69\text{MeV}$	87
5.8	Resultados da segunda experiência	88
5.8.1	Energia incidente de ${}^6\text{He} = 11.5\text{MeV}$	89
5.8.2	Energia incidente de ${}^6\text{He} = 12\text{MeV}$	89
5.8.3	Ajuste aos espectros de prótons	89
5.8.4	Cálculo da secção de choque	93
5.8.5	Cálculo da taxa de produção	94
5.8.6	Um modelo para o ${}^7\text{He}$	97

No capítulo 3 foi descrito o processo de produção de feixes primários no Laboratório Aberto de Física Nuclear(LAFN), as principais componentes do sistema RIBRAS e seu funcionamento. No capítulo 4 descrevemos a experiência ${}^6\text{He}+\text{p}$ realizada com o sistema de duplo solenóide. Neste capítulo serão mostrados os dados obtidos na experiência $\text{p}({}^6\text{He},\text{p})$ e os resultados da análise destes dados.

5.1 Espectro biparamétrico com o alvo de ^{197}Au

Na Fig. 5.1 se mostra o espectro biparamétrico obtido para o alvo de ^{197}Au em canais para um feixe incidente secundário de ^6He de 12.2MeV para o telescópio em $\theta_{lab} = 0^\circ$. Utilizando a calibração para os detectores da secção 4.5 obtemos o espectro biparamétrico $\Delta E \times E_{total}$ (ver Fig. 5.2).

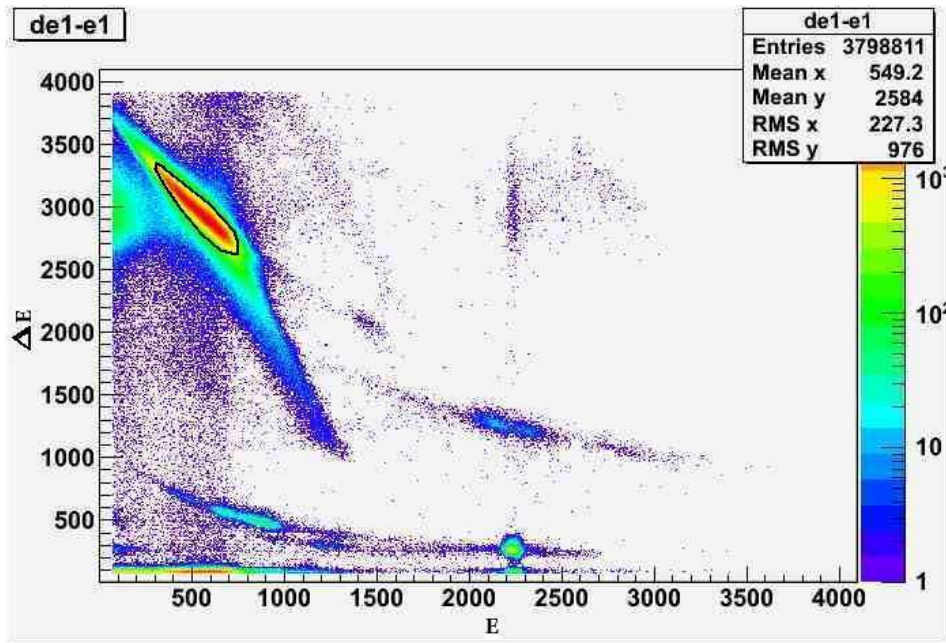


Figura 5.1: Espectro biparamétrico obtido com o alvo de ^{197}Au com uma espessura de $3.36\text{mg}/\text{cm}^2$ para o telescópio 1 da figura 4.6. O feixe de ^6He neste espectro está delimitado pela linha preta para uma energia incidente de ^6He de 12.2MeV.

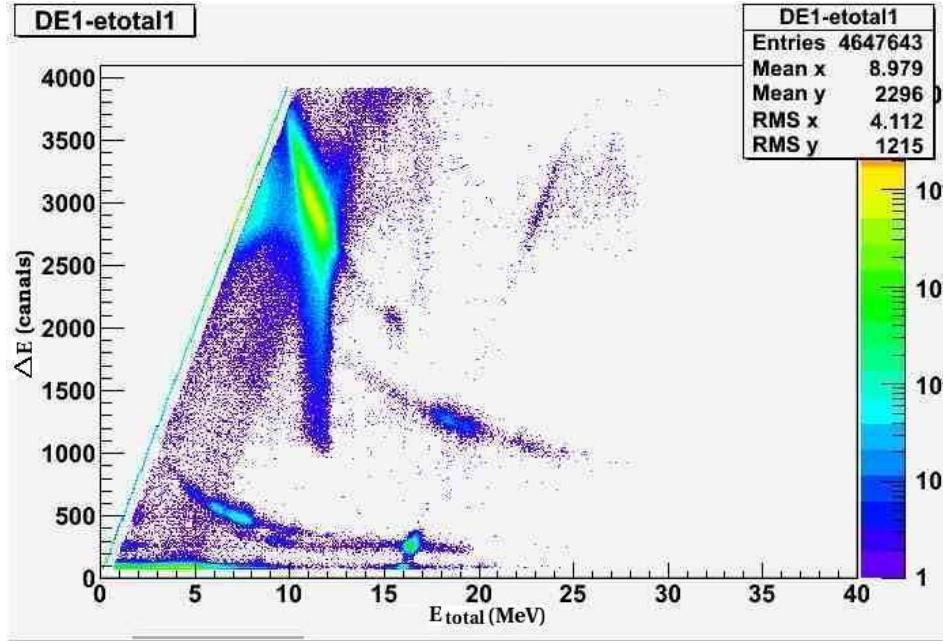


Figura 5.2: Espectro biparamétrico ΔE vs E_{total} obtido com Eq. 4.3 com um alvo de ^{197}Au correspondente a figura 5.1.

5.2 Espectro biparamétrico com o alvo de CH₂

Utilizou-se alvos de CH₂ de $6 \frac{mg}{cm^2}$ de espessura para os feixes incidentes de ^6He de 7.69MeV e 9.34MeV, e um alvo de $12 \frac{mg}{cm^2}$ para o feixe incidente de 12.2MeV. Pretendemos medir a função de excitação do sistema $^6\text{He}+p$ com a finalidade de analisar as ressonâncias do sistema composto ^7Li (ver Fig. 5.3). Nestas mesmas medições também é possível observar as reações $p(^6\text{He},\alpha)$, $p(^6\text{He},t)$ e $p(^6\text{He},d)$ que são canais abertos e também nos ajudaram na análise das ressonâncias no ^7Li .

O espectro total somado para o alvo de CH₂ de $12 \frac{mg}{cm^2}$ se ilustra na Fig. 5.4 onde as faixas correspondentes aos prótons, deutérios, trítios e partículas α 's estão circundados por uma linha. Observa-se também um feixe parasita de ^6He de alta energia e baixa intensidade, possivelmente vindo do alvo primário atravessando o primeiro solenóide no modo paralelo sem passar através do absorvedor da câmara intermediária. Onde E_{total} se obteve de acordo com 4.4. Este espectro foi obtido num ângulo $\theta_{lab} = 0^\circ$ correspondente ao telescópio 1. Os outros telescópios em ângulos de $\theta_{lab} = 25^\circ$ e $\theta_{lab} = 35^\circ$ registraram quase nenhuma contagem procedente do alvo de CH₂ pelo qual não formaram parte da discussão.

Sendo assim vamos analisar primeiro o espectro de prótons e depois o

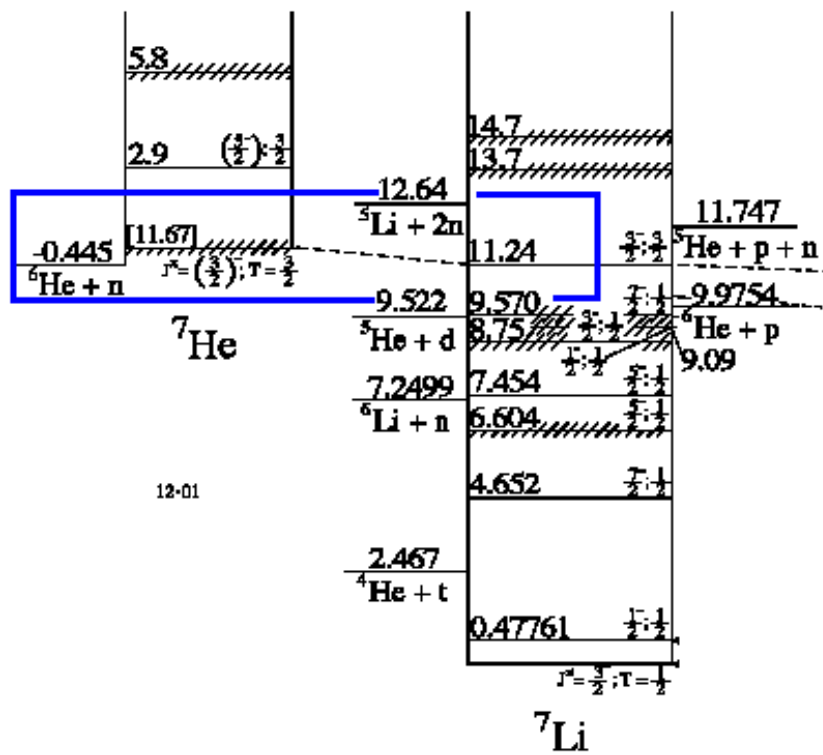


Figura 5.3: Diagrama de níveis para o ${}^7\text{Li}$ e o ${}^7\text{He}$ [Tilley 2002].

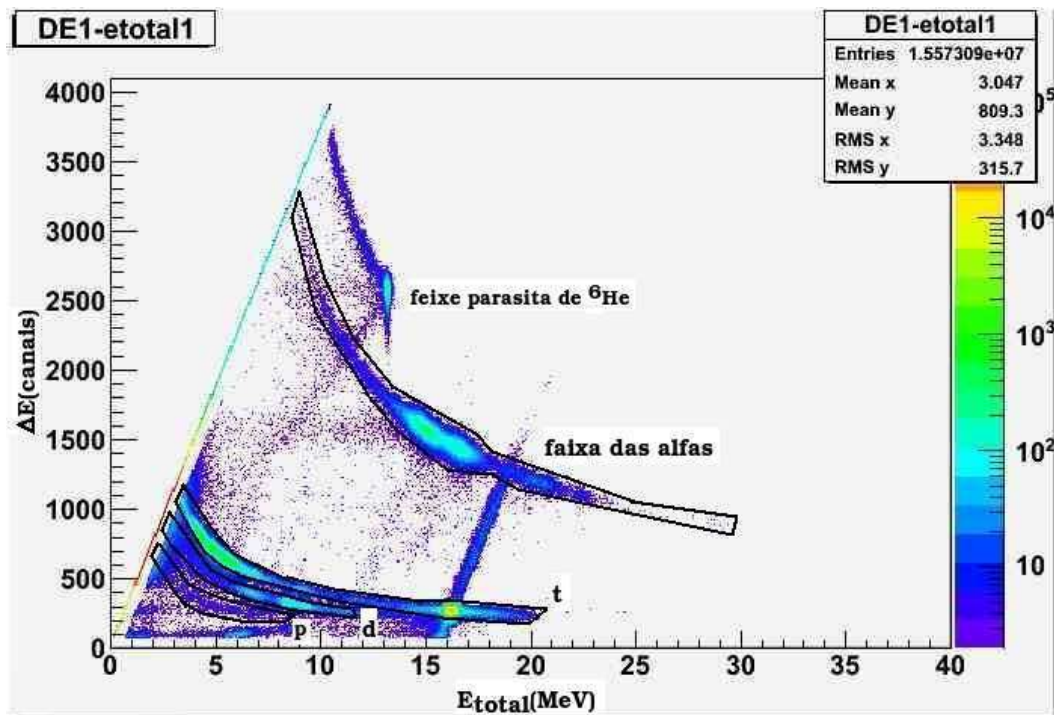


Figura 5.4: Espectro biparamétrico ΔE vs E_{total} obtido para o alvo CH₂ de $12 \frac{mg}{cm^2}$ para uma energia incidente de $E(^6\text{He})=12.2\text{MeV}$ correspondente ao telescópio 1 da Fig. 4.6.

espectro das partículas α 's devido a reação $p(^6\text{He},\alpha)$, cada um destes itens será apresentado de acordo com a energia incidente de ^6He .

5.3 A resolução experimental em energia

Neste ponto é importante fazer uma discussão sobre a resolução em energia do experimento. O que se deseja medir é a largura em energia de excitação de um pico visto no espectro de prótons, e obter informações sobre a meia vida de um estado do núcleo composto ${}^7\text{Li}$. Evidentemente esta largura poderá ser afetada pela resolução experimental. Vários aspectos são importantes: a resolução em energia do feixe de ${}^6\text{He}$, a cinemática da reação $p({}^6\text{He},p)$ e a resolução dos detectores.

A resolução do feixe de ${}^6\text{He}$ foi medida projetando-se o pico de ${}^6\text{He}$ da Fig. 5.2 no eixo de E_{total} e vale $\Gamma_{feixe} = 1\text{MeV}$ (FWHM). Esta flutuação em energia do feixe incidente corresponde a uma flutuação ("straggling") na posição em que a reação ocorre no alvo. Consequentemente, o próton de recuo será emitido com a mesma energia mas em diferentes posições no alvo, causando uma flutuação na energia detectada dada por:

$$\begin{aligned} \Delta E_p &= \Delta E_{{}^6\text{He}} \left(\frac{dx}{dE} \right)_{{}^6\text{He}} \left(\frac{dE}{dx} \right)_p \\ \text{Sabe-se que: } \frac{dE}{dx} &\propto \frac{MZ^2}{E} \\ \text{então: } \Delta E_p &= \Delta E_{{}^6\text{He}} \frac{E_{{}^6\text{He}}}{m_{{}^6\text{He}} Z_{{}^6\text{He}}^2} \frac{m_p Z_p^2}{E_p} \\ &= 93.75\text{KeV} \end{aligned} \tag{5.2}$$

Vemos que a flutuação na energia dos prótons devido à resolução em energia do feixe de ${}^6\text{He}$ é muito pequena comparada com a resolução no feixe. No centro de massa isto corresponde a $\Gamma_G = 73\text{keV}$. A resolução devido à cinemática da reação vem da abertura angular dos detectores e da divergência angular do feixe que são $\sigma = 1.2^\circ$ (ver tabela 5.6) e $\sigma_{feixe}^\theta \sim 1.0 - 3.6^\circ$ e isso corresponde a $\sigma_{angular} \sim 30\text{keV}$. A resolução dos detectores é da ordem de 40keV .

5.4 Transformação da contagem N_{cont} para $\frac{d\sigma}{d\Omega}$

O próximo passo será transformar o eixo vertical de número de contagens para secção de choque diferencial. A expressão para a secção de choque diferencial é dada por:

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{cm} = \frac{N_{cont}J}{\Delta\Omega N_{alvo}N_{feixe}} \quad (5.3)$$

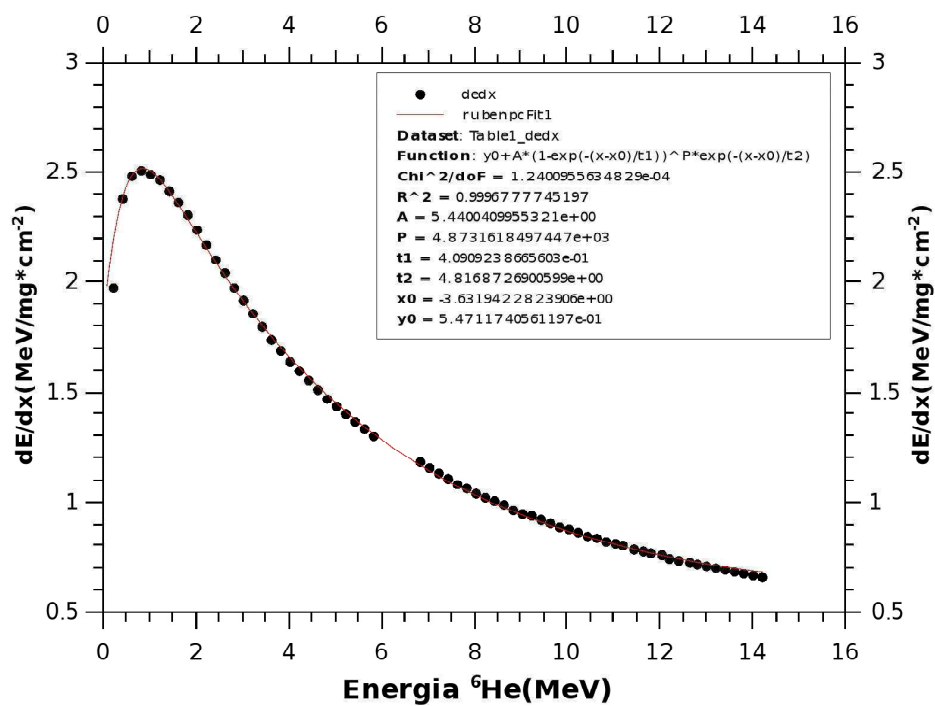
Mas antes temos que modificá-la para o caso onde a secção de choque vai ser calculada para várias energias. No nosso caso N_{alvo} é dado por:

$$N_{alvo} = \frac{\Delta E_{6He}}{\frac{dE_{6He}}{dx}} \quad (5.4)$$

Onde ΔE_{6He} é o passo em energia do ${}^6\text{He}$, $\frac{dE_{6He}}{dx}$ é o poder de freamento do ${}^6\text{He}$ no CH_2 . O programa STOPX nos fornece esta quantidade em unidades de $\text{MeV}/\text{mgcm}^{-2}$. Na Fig. 5.5 ilustra o poder de freamento em função da energia do ${}^6\text{He}$ e também o ajuste que foi feito com a seguinte equação [Junior 2009]:

$$\frac{dE}{dx} \left(\frac{\text{MeV}}{\frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}}\right) = y_0 + A \left(1 - e^{\left(-\frac{(E_{6He}-x_0)}{t_1}\right)}\right)^P e^{\left(-\frac{(E_{6He}-x_0)}{t_2}\right)} \quad (5.5)$$

Os valores dos parâmetros do ajuste y_0, A, x_0, P, t_1, t_2 se mostram na Fig. 5.5. Então já temos uma expressão para N_{alvo} em função da energia.

Figura 5.5: Ajuste polinomial ao $\frac{dE}{dx}$ obtido com o programa STOPX

5.5 Método utilizado no ajuste de picos por Breit-Wigner

Nos utilizamos o programa XFIT[Amadio] para fazer um ajuste nos picos da secção de choque diferencial. Os picos na secção de choque diferencial (por exemplo, os picos em torno de 11.2MeV e 11.5MeV na Fig. 5.11) serão ajustadas mediante a convolução de uma função de Breit-Wigner 5.6 com uma gaussiana que descreve a influência da resolução experimental na largura do pico [Kuramoto 2003]. A convolução é expressa mediante a equação 5.7.

$$\sigma(E) = \frac{\pi\omega}{k^2} \frac{\gamma_f\gamma_d}{(E - E_r)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \quad (5.6)$$

$$\sigma_{\text{convolução}}(E) = \int dE' \sigma(E') \frac{e^{-\frac{(E-E')^2}{2\sigma_{exp}^2}}}{\sqrt{2\pi}\sigma_{exp}} \quad (5.7)$$

onde γ_f e γ_d correspondem às larguras parciais de formação e decaimento respectivamente. A resolução experimental foi calculada levando em conta o "straggling" do feixe incidente de ${}^6\text{He}$ que é de $\sim 1.0\text{MeV}$. Calculou-se o efeito que este "straggling" teria na distribuição de energia dos prótons detectados. Então a largura da resolução experimental que entra no ajuste dos picos é obtido através de:

$$\sigma_{E_{\gamma_{Li}^*}} = \left(\frac{m_p + m_{{}^6\text{He}}}{4m_p m_{{}^6\text{He}}} \right) \sigma_p \quad (5.8)$$

Então a largura da gaussiana associada a resolução experimental $\Gamma_G = \sigma_{E_{\gamma_{Li}^*}}$ e σ_{exp} é obtida através da relação $\sigma_{exp} = \frac{\Gamma_G}{2\sqrt{2\ln 2}}$ [Bevington 2003].

5.6 Espectro dos Prótons

5.6.1 Energia incidente de ${}^6\text{He} = 12.2\text{MeV}$

A faixa dos prótons da Fig. 5.4 quando projetada no eixo da abscissa fornece o espectro contagens vs E_{total} ou espectro de energia dos prótons o qual está apresentado na Fig. 5.6. O próximo passo consiste em subtrair deste espectro, o fundo que provém das reações com carbono presente no alvo de CH_2 . Para este propósito se fez medidas com um alvo de C de $15\frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$ de espessura. Este fundo é normalizado e subtraído do espectro de prótons. Na Fig. 5.6 se comparam o espectro de prótons e este fundo.

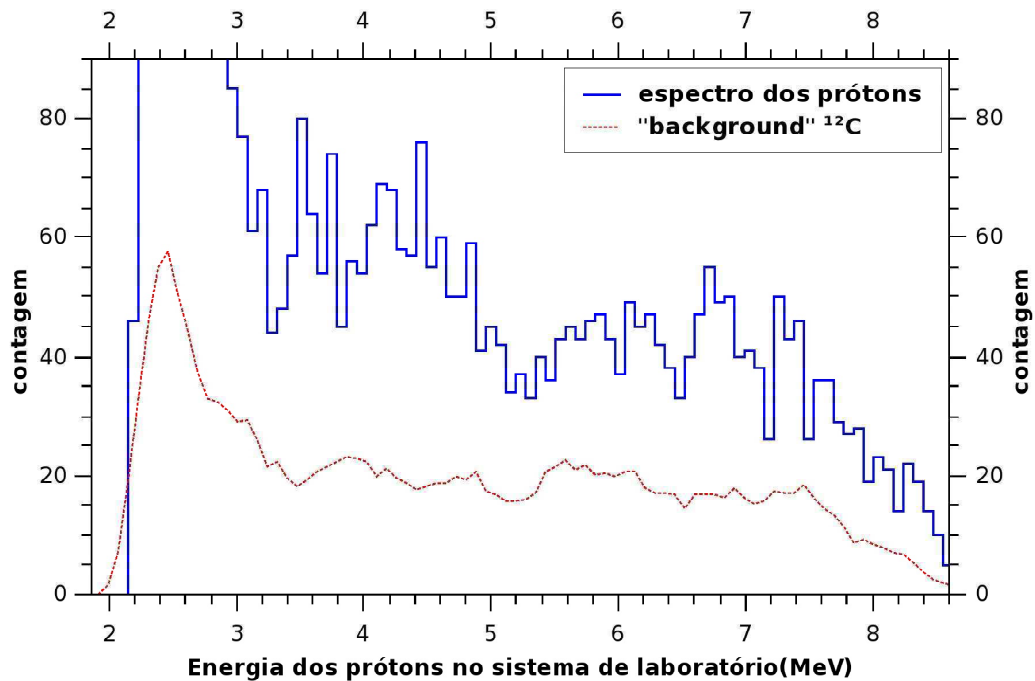


Figura 5.6: Espectro de prótons obtidos com um alvo de CH_2 de $12\frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$ de espessura, para energia incidente de $E_{{}^6\text{He}} = 12.2\text{MeV}$. A linha tracejada representa o "background" devido às reações com o C presente no alvo de CH_2

Temos que fazer uma correção na energia no espectro de prótons da Fig. 5.6. Isto porque a reação $p({}^6\text{He},p)$ pode acontecer em qualquer ponto x no alvo de CH_2 , e o próton de recuo após a reação com energia E_p ainda tem que percorrer a distância $L - x$, onde L é o comprimento total do alvo. (ver Fig. 5.7).

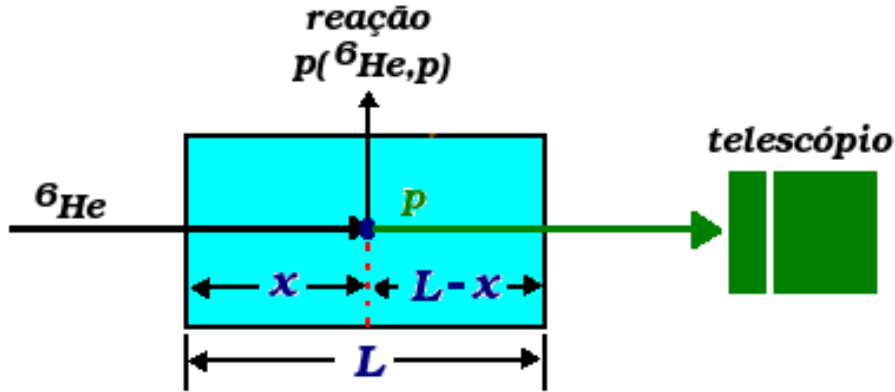


Figura 5.7: Após a reação $p(^6\text{He},p)$ o próton de recuo perde energia ao atravessar a distância $L - x$.

Então o próton detectado tem uma energia E_p^{det} menor do que quando saiu após reação. Com a ajuda dos programas STOPX e KINEQ encontramos um relação entre a energia dos prótons detectados E_p^{det} e os prótons com energia E_p no momento após a reação $p(^6\text{He},p)$. Esta relação se ilustra na Fig. 5.8. Fazendo um ajuste polinomial de segundo grau aos pontos da Fig. 5.8 obtem-se esta relação entre E_p e E_p^{det} .

Tendo descontado o fundo devido às reações com o carbono do espectro de prótons (ver Fig. 5.6) e já feita a correção na energia dos prótons, podemos fazer a transformação da energia dos prótons após a reação E_p em energia de excitação do ^7Li .

Como estamos trabalhando com dados obtidos num ângulo de $\theta_{lab} = 0^\circ$ a cinemática da reação se simplifica e por conservação do momento e energia obtemos a seguinte relação entre a energia do próton E_p e a energia do ^6He :

$$E_{^6\text{He}}^{lab} = \frac{(m_p + m_{^6\text{He}})^2}{4m_p m_{^6\text{He}}} E_p \quad (5.9)$$

A energia de excitação do ^7Li é dada pela seguinte expressão:

$$E_{^7\text{Li}^*} = E_{^6\text{He}}^{cm} + Q_{\text{fusão}}(^6\text{He} + p) \quad (5.10)$$

Onde $Q_{\text{fusão}}(^6\text{He} + p) = 9.9754\text{MeV}$ e a energia no centro de massa é dada por:

$$E_{^6\text{He}}^{cm} = \frac{m_p}{m_p + m_{^6\text{He}}} E_{^6\text{He}}^{lab} \quad (5.11)$$

então a eq. 5.9 fica como:

$$E_{^7\text{Li}^*} = \frac{m_p}{m_p + m_{^6\text{He}}} E_{^6\text{He}}^{lab} + Q_{\text{fusão}} \quad (5.12)$$

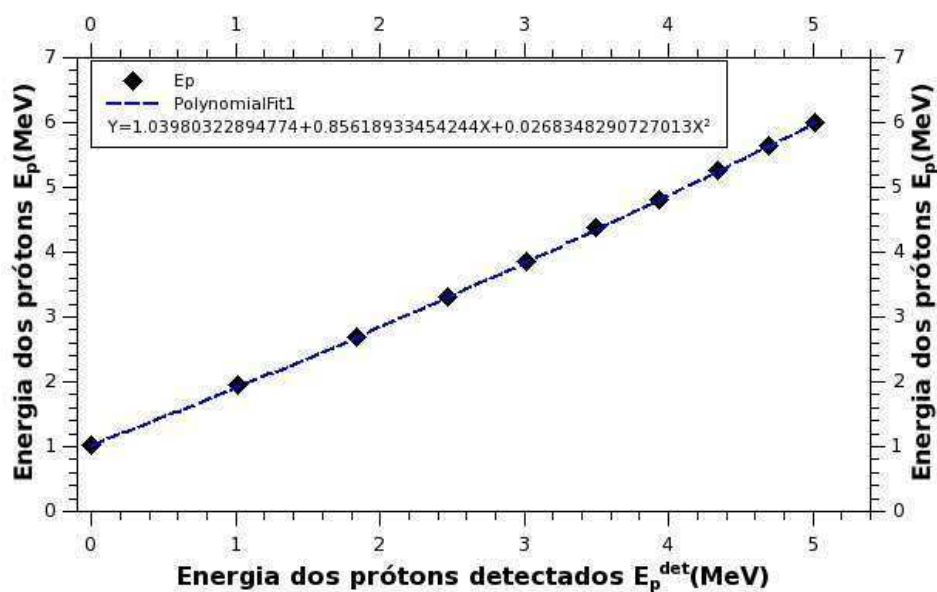


Figura 5.8: Relação entre os prótons detectados E_p^{det} e prótons após a reação E_p , para energia incidente de $E_{\delta He} = 12.2\text{MeV}$. Os pontos foram calculados com os programas STOPX e KINEQ. Fez-se um ajuste polinomial aos pontos calculados

Da relação acima podemos calcular a energia de excitação E_{7Li}^* que ficaria em função de E_{6He}^{lab} e esta em função da energia de próton E_p .

Na Fig. 5.9 mostra-se o espectro n° contagens $\times E_{Li}^*$. Vemos que o espectro começa em $\sim 10.8\text{MeV}$. Isto devido a que existe uma energia mínima do próton de recuo que pode atravessar o detector de silício de $50\mu\text{m}$ de espessura. Fazendo os cálculos com o programa STOPX essa energia é $E_p^{det} = 2.0\text{MeV}$ que deveria fornecer um limite inferior na energia de excitação do ${}^7\text{Li}$ igual a 10.8MeV que é observado na Fig. 5.9.

A existência de picos nos espectros das partículas emitidas do alvo está relacionada a ressonâncias no sistema composto ${}^7\text{Li}$. Vemos picos nos espectros de prótons com o background subtraído. O pico observado na Fig. 5.9 no começo do espectro assim como nos espectros com energias incidentes de 9.34 e 12.2MeV pode ser a cauda de alta energia de um estado de excitação do ${}^7\text{Li}$, possivelmente o estado em $3/2^-$ 9.85MeV que tem uma largura de 1.2MeV [Tilley 2002]. Na Fig. 5.9 também pode se observar vários picos, sendo que um deles é o estado excitado em 11.24MeV com isospin $T = 3/2$ que aparece no esquema de níveis da Fig. 5.3 e que é um "Isobaric Analog States"(IAS) do estado fundamental do núcleo ${}^7\text{He}$. Na referência [Rogachev 2004] foi observado o estado excitado em 11.2MeV do ${}^7\text{Li}$.

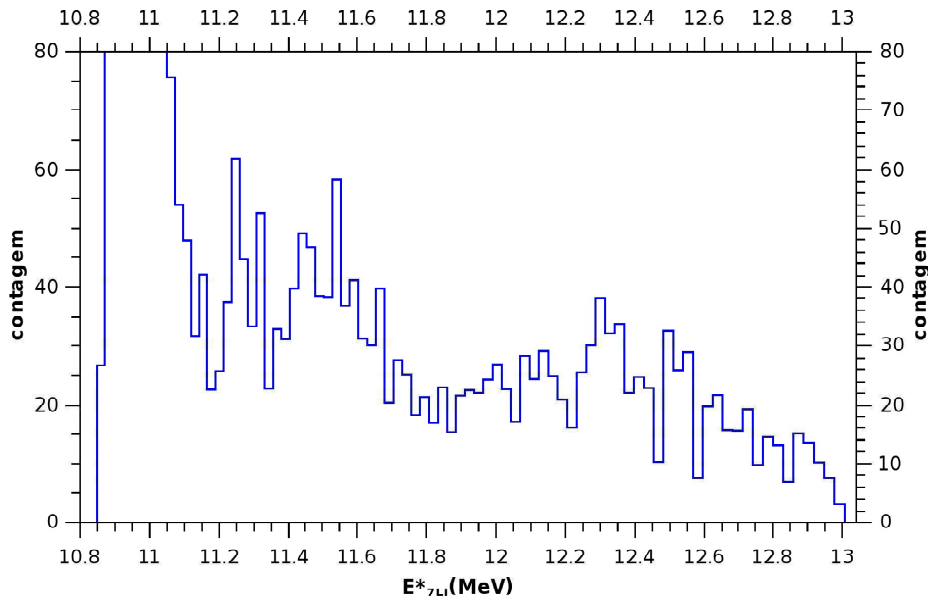


Figura 5.9: Energia de excitação do ${}^7\text{Li}$ com fundo já subtraído, para energia incidente de $E_{6He} = 12.2\text{MeV}$.

A secção de choque diferencial calculada se ilustra na Fig. 5.10.

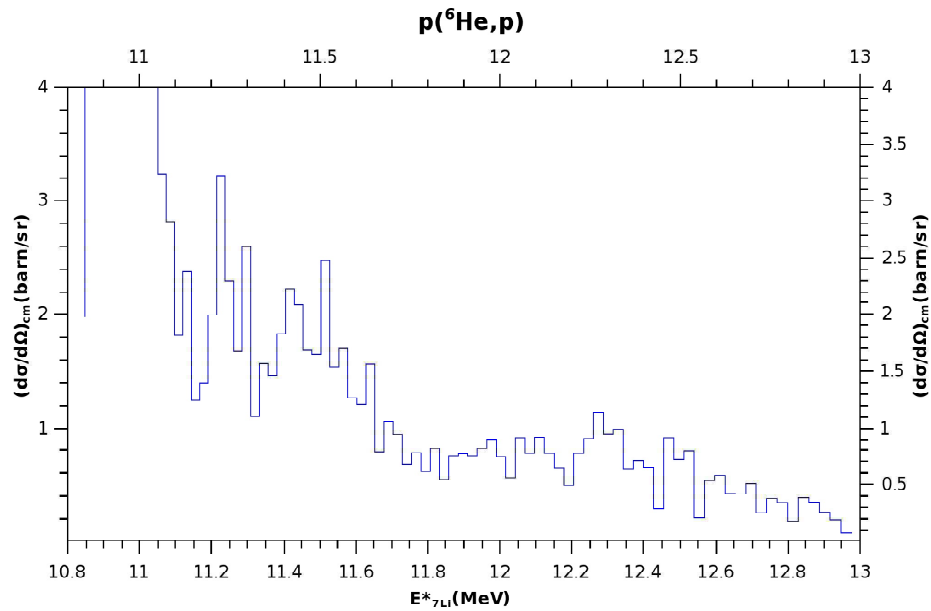


Figura 5.10: Secção de choque diferencial $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ para uma energia incidente de $E_{6He} = 12.2\text{MeV}$ num alvo de CH_2 de $12\frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$

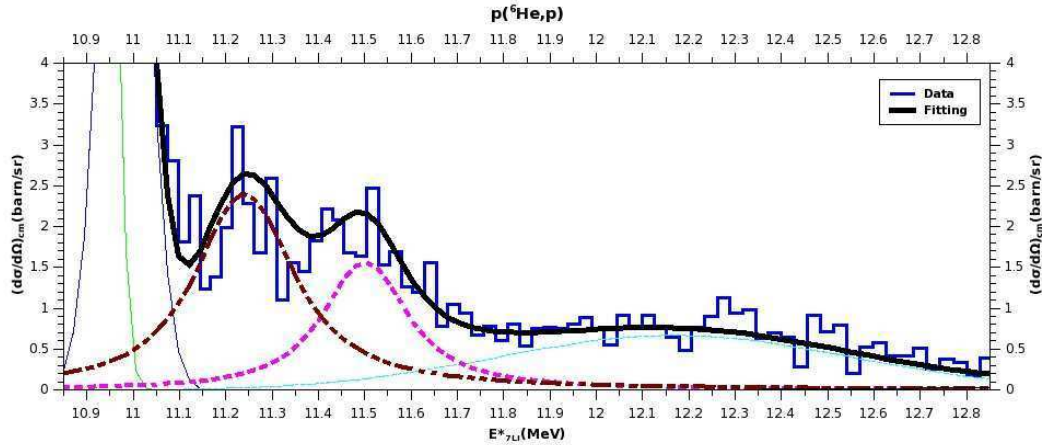


Figura 5.11: Ajuste da secção de choque diferencial. Os picos são ajustados por meio de uma lorentziana convolucionada com uma gaussiana que descreve a influência da resolução experimental na largura do pico. Neste caso para uma energia incidente de ${}^6\text{He}$ de 12.2MeV a resolução experimental foi calculado para ter uma largura de $\Gamma_G = 73\text{KeV}$.

Na tabela 5.1 mostram-se os parâmetros do ajuste E_r , Γ e $N = \gamma_f \gamma_d$ correspondentes aos picos na energia de excitação do ${}^7\text{Li}$. Observou-se uma ressonância na posição $E_r = 11.23\text{MeV}$ e largura $\Gamma = 0.235 \pm 0.057\text{MeV}$ que é um estado $\frac{3}{2}^-$ do ${}^7\text{Li}$ e que os valores para a largura e posição da ressonância encontrados com o programa XFIT estão em concordância com a literatura [Tilley 2002]. A seguinte lorentziana na tabela 5.1 decreve um estado com uma posição em energia de $E_r = 11.49\text{MeV}$ e uma largura de $\Gamma = 0.195\text{MeV}$ que poderia corresponder ao um estado $1/2^-$ que seria um IAS do ${}^7\text{He}$ que foi observado nas referências [Markenroth 2001, Meister 2002].

O cálculo de captura radiativa para ${}^6\text{He}+p$ feito na secção 2.2.6 é comparado com a secção de choque diferencial obtida da Fig. 5.11. A comparação se mostra na Fig. 5.12. A largura da ressonância do pico em torno de 11.2MeV obtido com o código XFIT [Amadio] foi de $235 \pm 57\text{keV}$, menor a obtida com o cálculo de captura radioativa que tem uma largura $\sim 265\text{keV}$, esta largura foi calculada com o programa RADCAP [Bertulani 2003] e não leva em conta o efeito que a resolução experimental possa ter na largura da ressonância. Como consta na secção 2.2.6 o potencial usado no cálculo da secção de choque radiativa tem uma difusividade $a \approx 0$ e sem utilizar neste potencial a componente spin-orbita da presente na equação 2.18.

Outra possibilidade é considerar os picos em torno de 11.2 e 11.5MeV sendo como um pico só em torno de 11.3MeV que corresponderia ao estado $\frac{3}{2}^-$ do ${}^7\text{Li}$

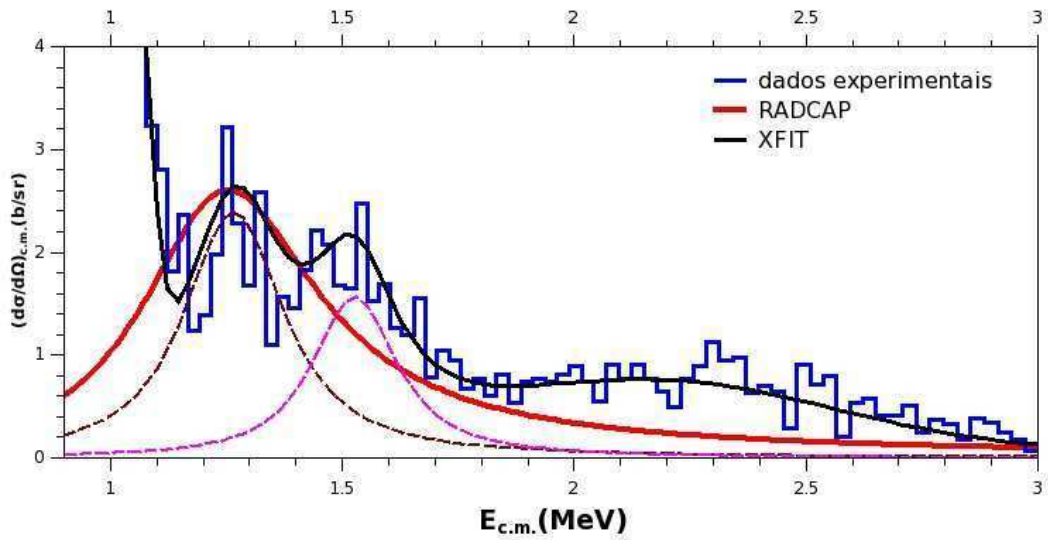


Figura 5.12: Comparação da seção de choque obtido com o código RADCAP[Bertulani 2003] e o ajuste a seção de choque diferencial mediante o código XFIT[Amadio]. Para energia incidente de $E_{6He} = 12.2\text{MeV}$.

numa energia de 11.24MeV , o fato do pico estar deslocado poderia ser algum problema com a calibração dos detectores usados. O ajuste considerando um pico só mostra-se na Fig. 5.13. Os valores dos parâmetros deste último ajuste se mostra na tabela 5.1.

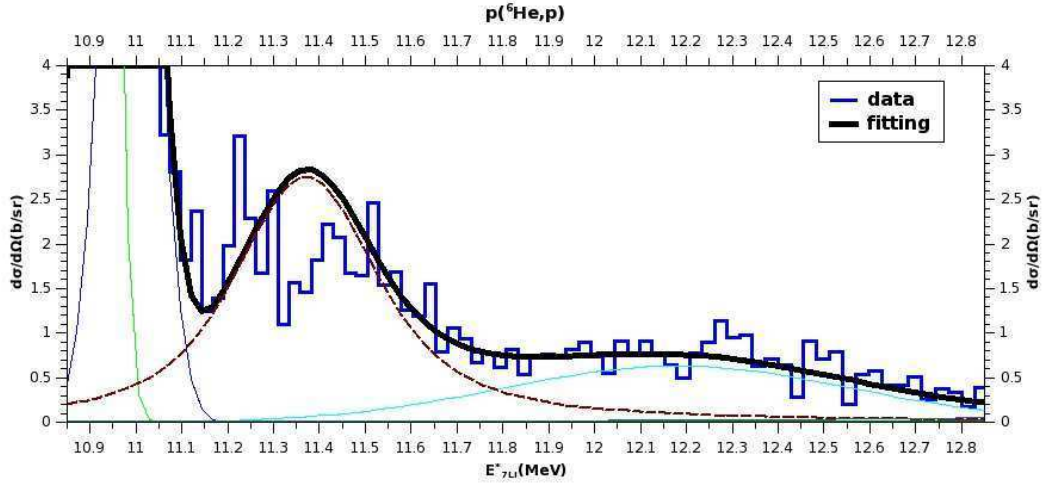


Figura 5.13: Ajuste da secção de choque diferencial. Neste caso para utilizou-se uma resolução experimental com uma largura de $\Gamma_G = 200\text{KeV}$. Para energia incidente de $E_{6He} = 12.2\text{MeV}$.

$p(^6\text{He},p)$ reaction	Normalização N	Largura $\Gamma(\text{MeV})$	Energia $E_r(\text{MeV})$
Estado Fundamental (^7He)	0.150 ± 0.082	0.235 ± 0.057	11.23 ± 0.031
Estado Excitado	0.083 ± 0.033	0.195 ± 0.045	11.49 ± 0.031
Estado Fundamental (^7He) (considerando só um pico)	0.230 ± 0.082	0.260 ± 0.062	11.383 ± 0.085

Tabela 5.1: Parâmetros do ajuste à secção de choque diferencial nas figuras 5.11 e 5.13. Onde N é a normalização para a lorentziana, Γ é a largura da lorentziana, e E_r é a sua posição.

p(⁶ He,p) reaction	Normalização N	Largura Γ (MeV)	Energia E_r (MeV)
Estado Fundamental (⁷ He)	0.625 ± 0.199	0.258 ± 0.049	11.17 ± 0.017
Estado Excitado	0.200 ± 0.050	0.177 ± 0.035	11.50 ± 0.017

Tabela 5.2: Parâmetros do ajuste da figura 5.17 para energia incidente de $E_{6He} = 9.34\text{MeV}$. Onde N é a normalização para a lorentziana. Γ é a largura da lorentziana e E_r é a sua posição.

5.6.2 Energia incidente de ${}^6\text{He} = 9.34\text{MeV}$

Nesta secção mostramos os dados obtidos com uma tensão de terminal de $V_{term} = 5.5\text{MV}$ fornecida pelo acelerador pelletron. Na Fig. 5.14 ilustra-se o espectro de prótons obtido assim como o fundo devido ao carbono e que será subtraído do espectro. Na Fig. 5.15 temos já transformado a energia dos prótons na energia de excitação do ⁷Li. Para obter a secção de choque diferencial nós fazemos uso da equação 5.5 e dos valores dos parâmetros do ajuste (ver Fig. 5.5). A secção de choque diferencial se mostra na Fig. 5.16. Aqui também podemos observar 2 picos em aproximadamente 11.2 e 11.5MeV. Para saber as larguras destes estados fazemos um ajuste na secção de choque diferencial. Os valores obtidos se ilustram na tabela 5.1. O ajuste ao espectro mostra-se na Fig. 5.17. A linha tracejada vermelha indica o máximo de energia de excitação do núcleo composto de ⁶Li que conseguimos alcançar com um feixe incidente de $E_{6He} = 9.34\text{MeV}$, mas devido a que o feixe tem uma largura em energia de aproximadamente 1MeV podemos ainda popular energias de excitação depois da linha tracejada.

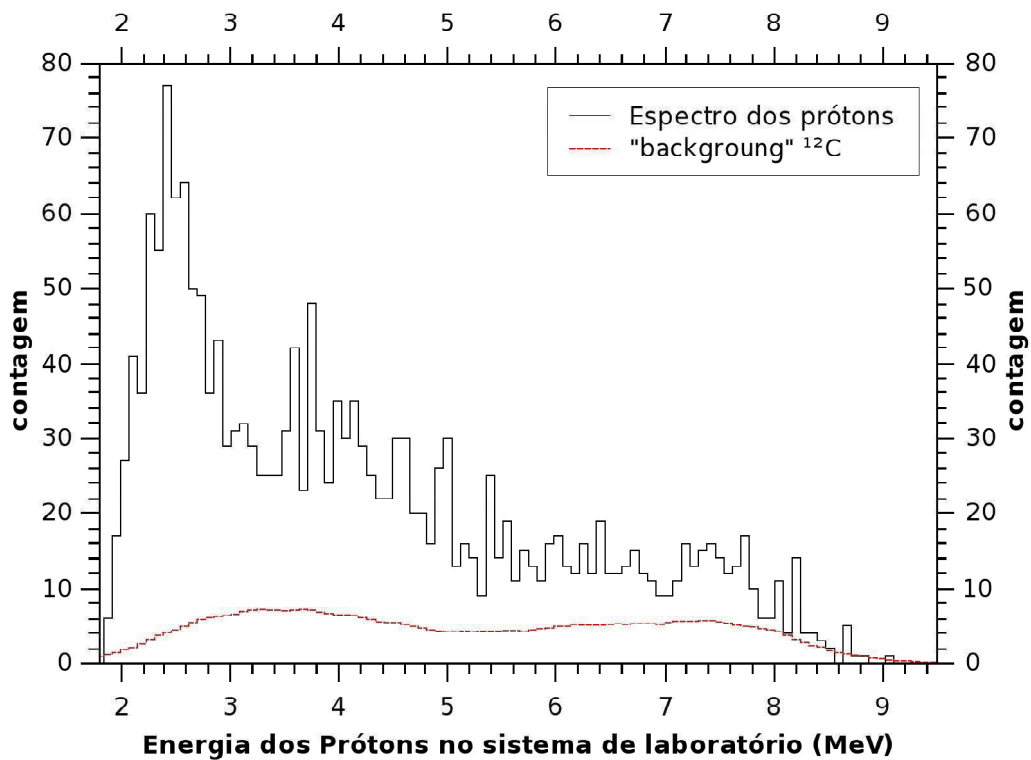


Figura 5.14: Espectro de prótons obtidos com um feixe secundário incidente de $E_{He} = 9.34 \text{ MeV}$ sobre um alvo de CH_2 de $6 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$ de espessura. A linha tracejada representa o "background" devido às reações com o C presente no alvo de CH_2 .

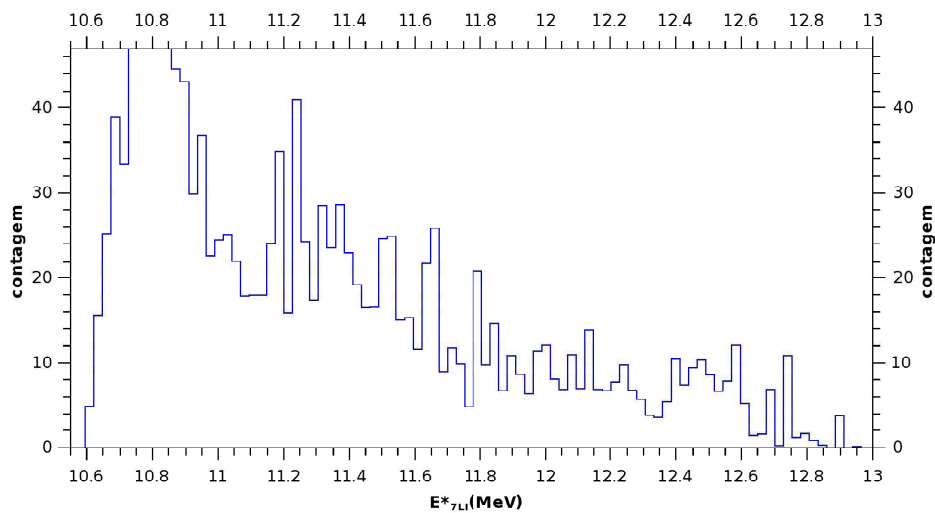


Figura 5.15: Energia de excitação do ${}^7\text{Li}$.

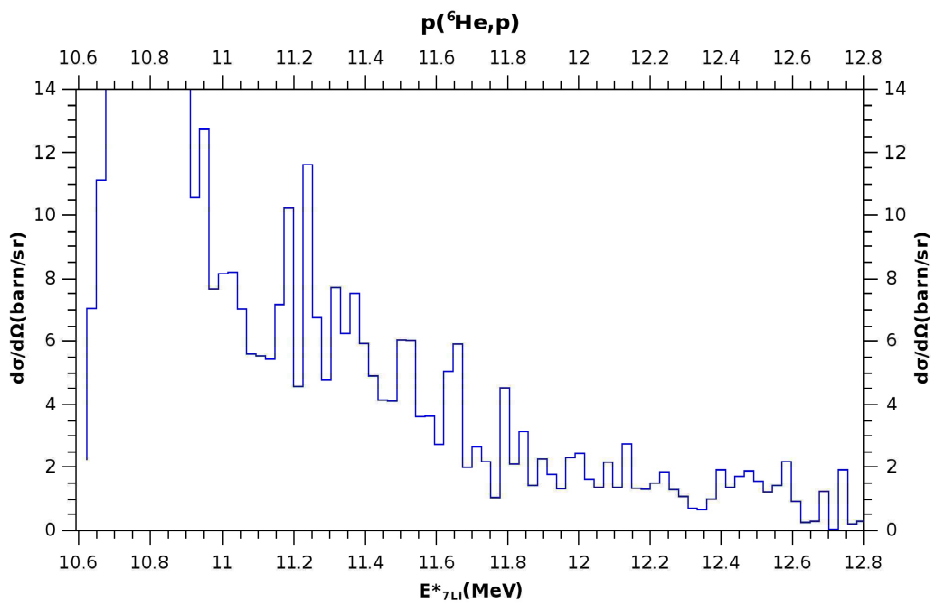


Figura 5.16: Secção de choque diferencial $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ para uma energia incidente de $E_{6\text{He}} = 9.34\text{MeV}$ num alvo de CH_2

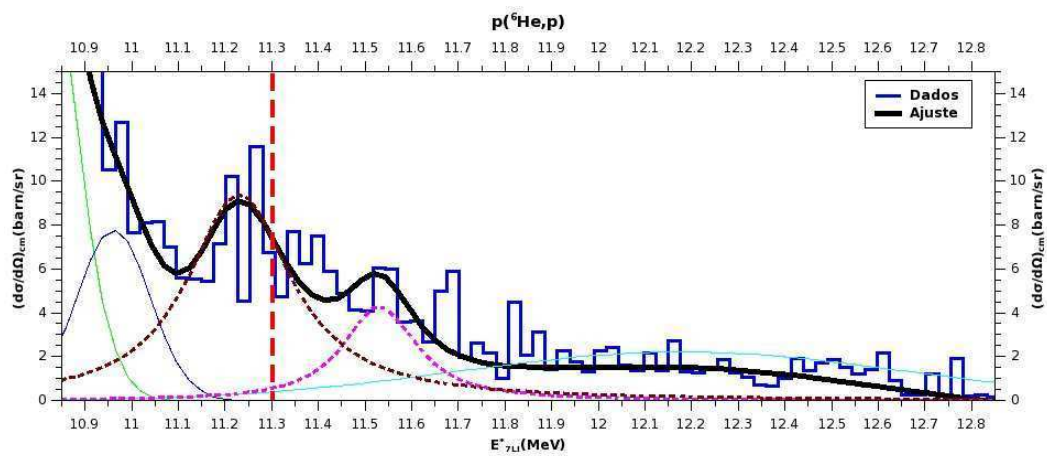


Figura 5.17: Ajuste da seção de choque diferencial. Os picos são ajustados por meio de uma lorentziana convolucionada com uma gaussiana que descreve a influência da resolução experimental na largura do pico. Neste caso para uma energia incidente de ${}^6\text{He}$ de 9.34MeV a resolução experimental foi calculado para ter uma largura de $\Gamma_G = 40\text{KeV}$. A linha vertical vermelha indica a máxima energia de excitação que o feixe incidente de ${}^6\text{He}$ nos fornece. Os dados depois da linha vermelha se devem a que feixe incidente de ${}^6\text{He}$ não é monoenergético e o feixe tem uma largura em energia.

5.6.3 Energia incidente de ${}^6\text{He} = 7.69\text{MeV}$

Nesta tensão de terminal a energia incidente foi de $E_{{}^6\text{He}} = 7.69\text{MeV}$. Na Fig. 5.18 se mostra o espectro de prótons comparado com o "background" devido ao C normalizado, o espectro de prótons descontando este fundo mostra-se na Fig. 5.15. A energia incidente de ${}^6\text{He}$ não é suficiente para popular estados excitados no núcleo composto de ${}^7\text{Li}$ acima de 11MeV mas devido à resolução experimental e o "straggling" do feixe de ${}^6\text{He}$ ainda é possível ter contagens na região acima de 11MeV na Fig. 5.15.

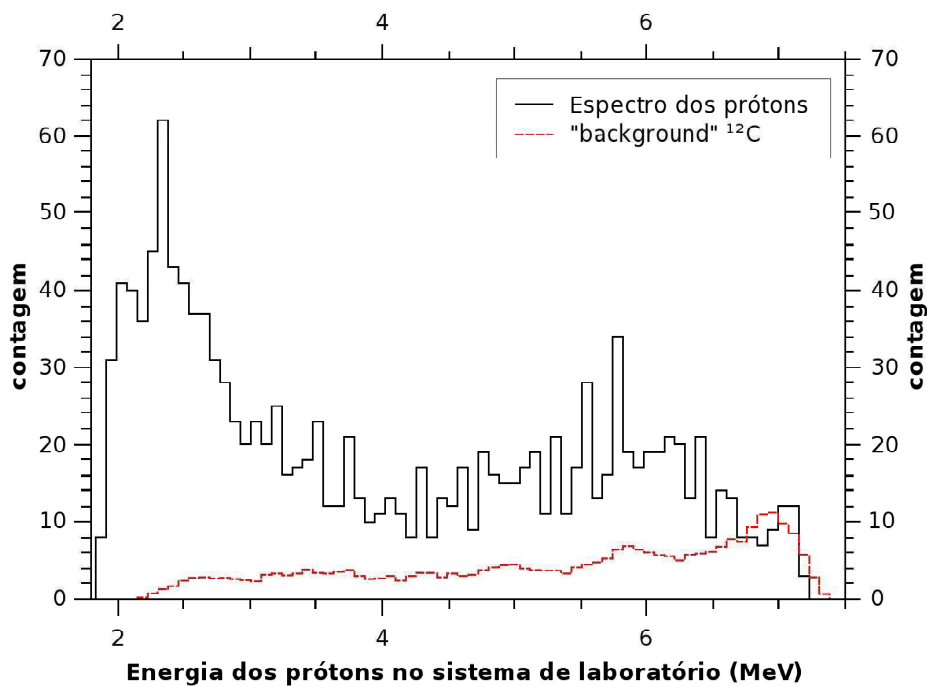


Figura 5.18: Espectro de prótons obtidos com um feixe secundário incidente de $E_{{}^6\text{He}} = 7.69\text{MeV}$ sobre um alvo de CH_2 de $6 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$ de espessura. A linha tracejada representa o "background" devido às reações com o C presente no alvo de CH_2 .

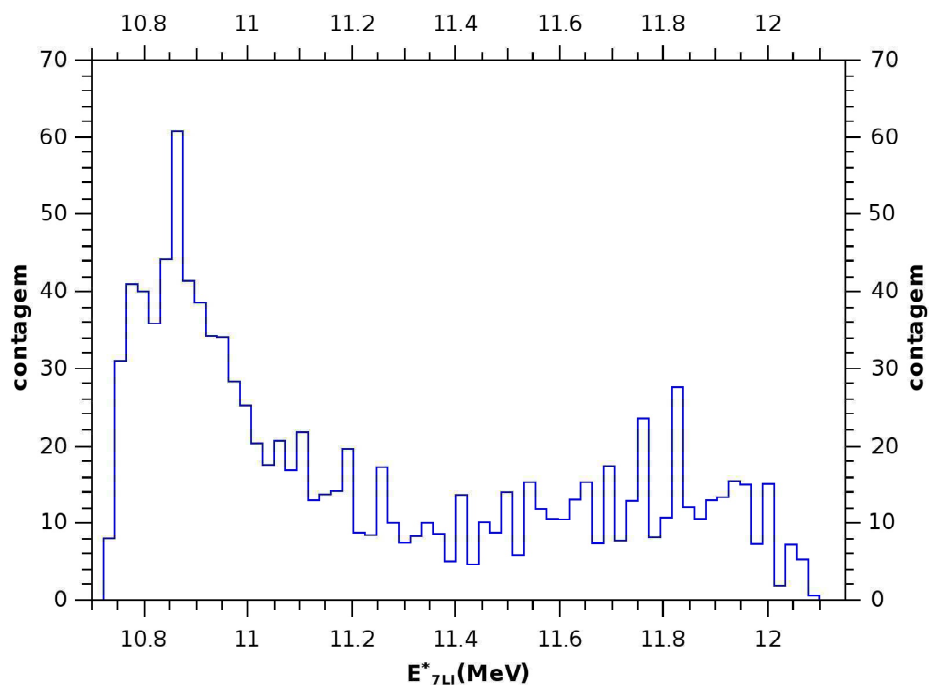


Figura 5.19: Energia de excitação do ${}^7\text{Li}$ para uma energia incidente de $E_{He} = 7.69\text{MeV}$.

5.7 Espectro das partículas α

As ressonâncias observadas nos espectros de prótons poderiam ser observadas também em outras reações como por exemplo na faixa das partículas α (ver Fig. 5.4). Do mesmo modo como se analisou a faixa dos prótons no espectro biparamétrico da Fig. 5.4, se analisará a faixa das partículas α que corresponde à reação $p(^6\text{He},\alpha)$ e se calculará a energia de excitação do ^7Li a partir da energia E_α a procura das possíveis ressonâncias observadas na função de excitação do ^7Li obtida de $p(^6\text{He},p)$.

5.7.1 Energia incidente de $^6\text{He} = 12.2\text{MeV}$

Projetamos a faixa das partículas α no eixo da energia total E_{total} (ver Fig. 5.4). E assim como para o espectro dos prótons nós temos que descontar o fundo proveniente do C presente no alvo de CH_2 . Na Fig. 5.20 mostramos a comparação entre o espectro das partículas α e o "background" devido ao C normalizado. A posição da ressonância E_r no espectro de energia das α 's já descontada a perda de energia no alvo é de $E_\alpha = 12.2\text{MeV}$.

No espectro 5.20 vemos que a região onde $E_\alpha = 12.2\text{MeV}$ está contaminada pelo enorme "background" devido a reações com o C. Além dos picos intensos em torno de $14-18\text{MeV}$ que vêm de contaminações do feixe secundário, como se pode ver no espectro biparamétrico para o alvo de ^{197}Au na Fig. 5.21 onde aparece a faixa das partículas α . Projetando esta faixa no eixo da E_{total} podemos ver claramente dois picos intensos em 18.95MeV e 20.1MeV . Onde estas posições dos picos foram determinadas mediante o ajuste de gaussianas. Estes picos aparentemente não se manifestam no "background" medido com o alvo de carbono (linha tracejada da Fig. 5.20). Mas eles aparacerem nele como um pico só de largura $\sim 8\text{MeV}$ com sua posição um pouco deslocada dos dois picos prominentes que aparecem no espectro de partículas α porque a espessura do alvo de C é maior do que a espessura do alvo de CH_2 .

Veremos a seguir que, na energia mais baixa, os picos das contaminações se movem deixando aparecer o pico da reação $p(^6\text{He},\alpha)$.

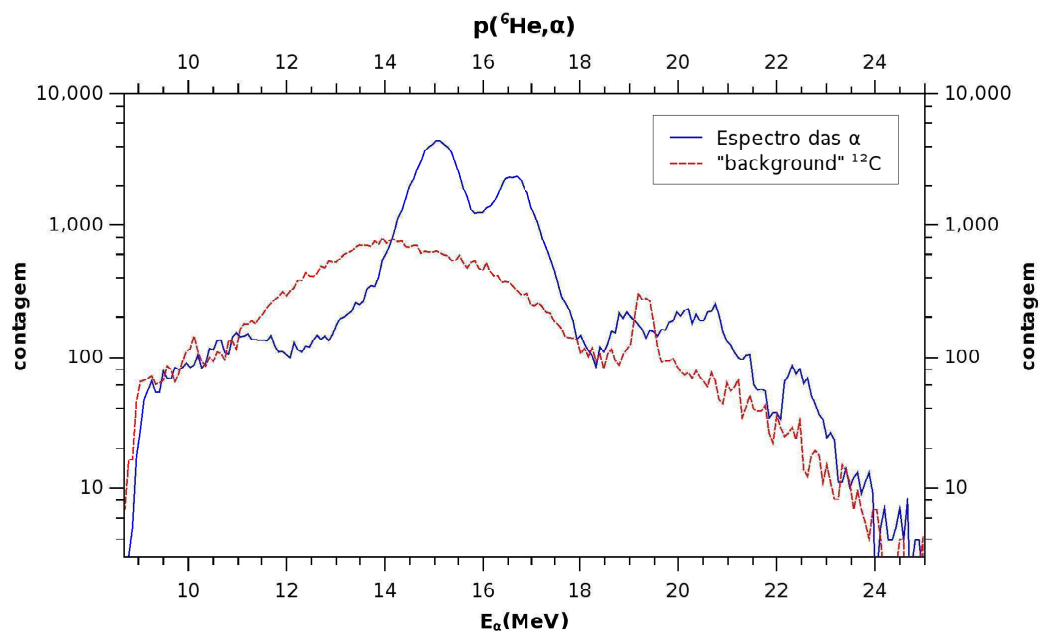


Figura 5.20: Espectro das partículas α obtidos com um feixe secundário incidente de $E_{6He} = 12.2\text{MeV}$ sobre um alvo de CH_2 de $12\frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$ de espessura. A linha tracejada é o espectro com alvo de carbono de $15\text{mg}/\text{cm}^2$, e representa o "background" devido às reações com o C.

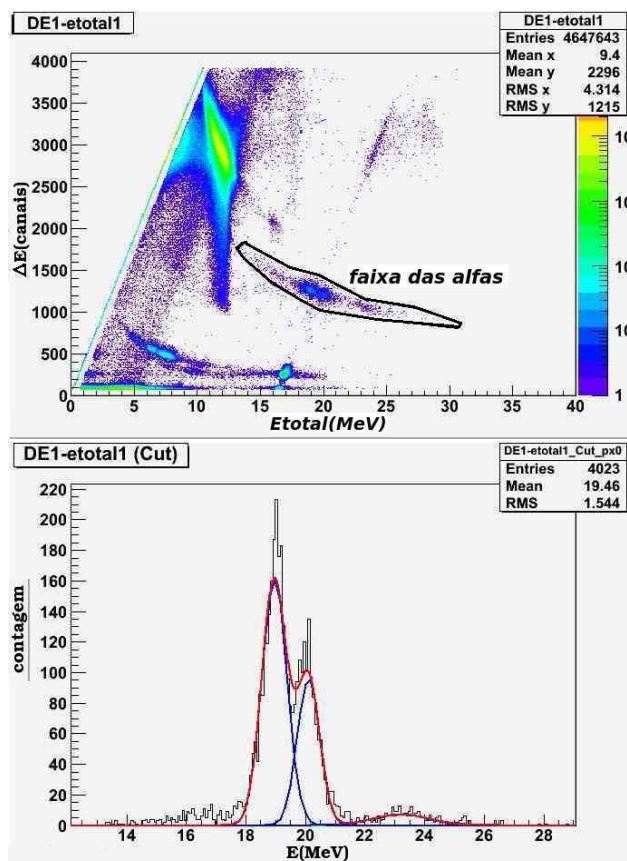


Figura 5.21: (acima) Espectro biparamétrico para o alvo de ^{197}Au para um feixe secundário incidente de $E_{\alpha\text{He}} = 12.2\text{MeV}$. Aqui se circundou a linha correspondente às partículas α . (abaixo) Projeção da linha correspondente às partículas α circundada no espectro acima no eixo da energia E_{total} .

p(${}^6\text{He},\alpha$) reaction	Normalização N	Largura Γ (MeV)	Energia E_r (MeV)
Estado Fundamental (${}^7\text{He}$)	38.038 ± 0.144	0.230 ± 0.038	11.35 ± 0.038

Tabela 5.3: Parâmetros do ajuste da figura 5.17(energia incidente de $E_{{}^6\text{He}} = 9.34\text{MeV}$). Onde N é a normalização para a lorentziana. Γ é a largura da lorentziana e E_r é a sua posição.

5.7.2 Energia incidente de ${}^6\text{He} = 9.34\text{MeV}$

O espectro das α 's se ilustra na Fig. 5.22. Descontando o fundo devido ao carbono nós obtemos o espectro 5.23. O feixe percorre o alvo de CH_2 até ele alcançar a energia de $E_{{}^6\text{He}} = 8.85\text{MeV}$ e a partícula α produto da reação p(${}^6\text{He},\alpha$) sai com uma energia de $E_\alpha \sim 16.7\text{MeV}$ numa distância de $0.52 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$ tendo esta partícula que percorrer ainda $5.48 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$ e sai do alvo de CH_2 com uma energia de aproximadamente $E_\alpha = 14\text{MeV}$.

Na Fig. 5.23 se observa um pico em torno dessa região. Uma vez descontado o "background" C (ver Fig. 5.23) do espectro das partículas α 's nós podemos transformar a energia das alfas em energia de excitação do ${}^7\text{Li}$. O primeiro passo é transformar a energia das alfas detectadas na energia das alfas no momento em que acontece a reação p(${}^6\text{He},\alpha$) dentro do alvo de CH_2 tal e como se fez para o caso da energia detectada dos prótons utilizando os programas KINEQ e STOPX (ver Fig. 5.8). A relação entre a energia do núcleos ${}^6\text{He}$ e α no instante em que acontece a reação é derivada a partir da cinemática das reações nucleares e das leis de conservação de momento e energia obtendo-se para nosso caso:

$$\sqrt{E_{{}^6\text{He}}} = \frac{1}{(m_t - m_{{}^6\text{He}})} \times \left\{ -\sqrt{m_\alpha m_{{}^6\text{He}} E_\alpha} \pm \sqrt{m_\alpha m_{{}^6\text{He}} E_\alpha + (m_t - m_{{}^6\text{He}})[(m_t + m_\alpha) E_\alpha - m_t Q_r]} \right\} \quad (5.13)$$

onde $Q_r = m_p + m_{{}^6\text{He}} - m_t - m_\alpha$. Uma expressão geral da eq.5.13 encontra-se na referência [Schechter 2007]. A energia de excitação é obtida através da equação 5.12. Na Fig. 5.24 mostra-se o ajuste ao espectro das α 's, em particular estamos interessados no pico em torno de 14MeV. Na tabela 5.3 mostra-se os valores da largura e posição do pico obtidos para este pico.

Na Fig. 5.22 vemos dois picos intensos em torno de 12MeV no espectro das partículas α mas eles não aparecem no "background" medido com o alvo de carbono. Desta vez estes picos que vêm de contaminações do feixe secundário

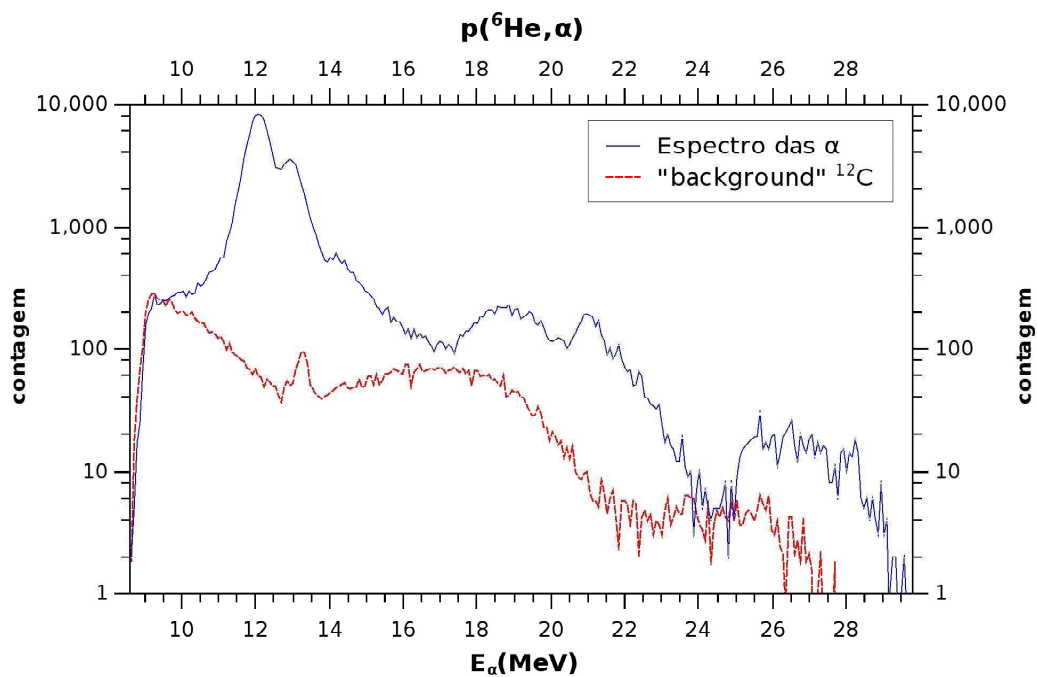


Figura 5.22: Espectro das partículas α 's obtidos com um feixe secundário incidente de $E_{^6\text{He}} = 9.34\text{MeV}$ sobre um alvo de CH_2 de $6 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$ de espessura. A linha tracejada representa o "background" devido às reações com o C presente no alvo de CH_2 .

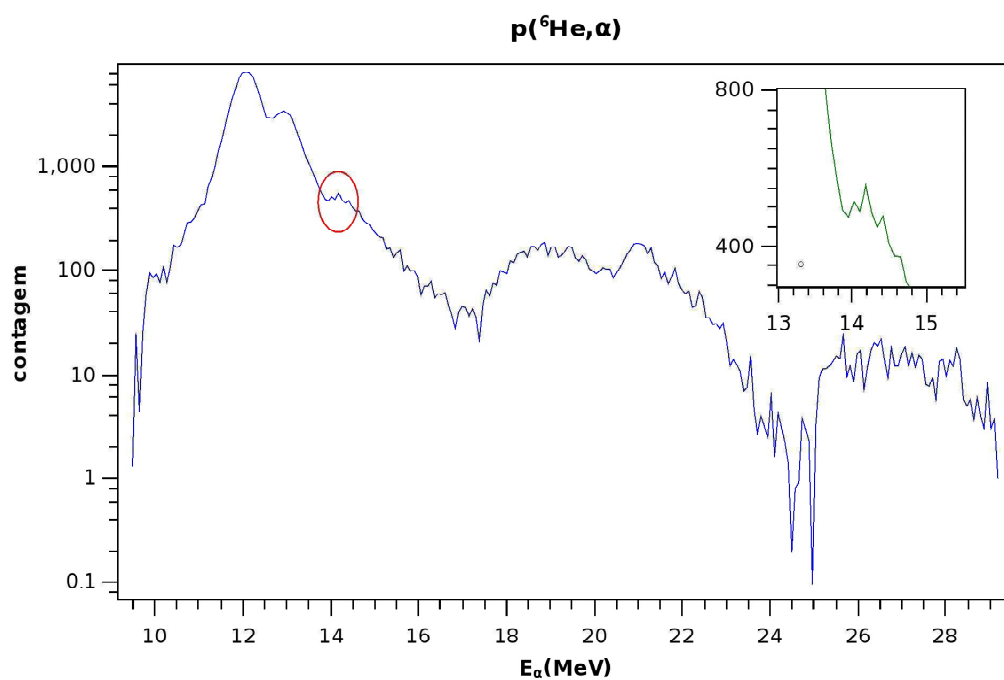


Figura 5.23: Espectro das α 's tendo descontado o "background" de carbono para uma energia incidente de $E_{^6\text{He}} = 9.34\text{MeV}$. A figura insertada no canto esquerdo é um zoom do círculo vermelho que sinaliza o pico devido ao estado excitado do ^7Li que é reportado na literatura em 11.24MeV .

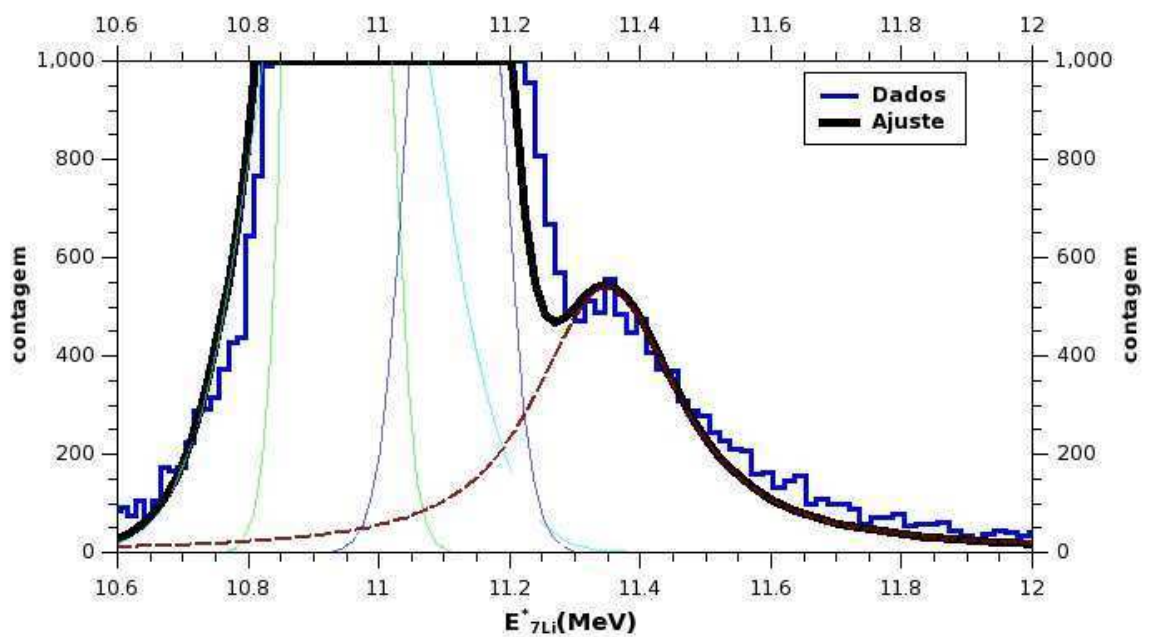


Figura 5.24: Ajuste ao espectro das partículas α 's. O pico é ajustado por meio de uma lorentziana convolucionada com uma gaussiana que descreve a influência da resolução experimental na largura do pico. Neste caso para uma energia incidente de ${}^6\text{He}$ de 9.34MeV a resolução experimental foi calculado para ter uma largura de $\Gamma_G = 89\text{KeV}$ no caso das partículas α

no aparecem do "background" (linha tracejada da Fig. 5.22) devido a que são paradas pelo alvo de carbono de $15\text{mg}/\text{cm}^2$ de espessura.

5.7.3 Energia incidente de ${}^6\text{He} = 7.69\text{MeV}$

Na Fig. 5.25 ilustra-se o espectro das partículas α para esta energia incidente em um alvo de CH_2 de $6 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$ de espessura. Nessa figura pode-se também apreciar o "background" devido ao C apropriadamente normalizado. Com esta energia incidente não vamos poder observar algum pico na região de energia de excitação desejada para o ${}^7\text{Li}$. Mas podemos ver que este espectro como os outros de diferentes energias incidentes para a reação $p({}^6\text{He},\alpha)$ apresentam quase a mesma forma, destacando por dois picos prominentes.

Estes dois picos no espectro $p({}^6\text{He},\alpha)$ não aparecem no "background" também porque são paradas pelo alvo de carbono.

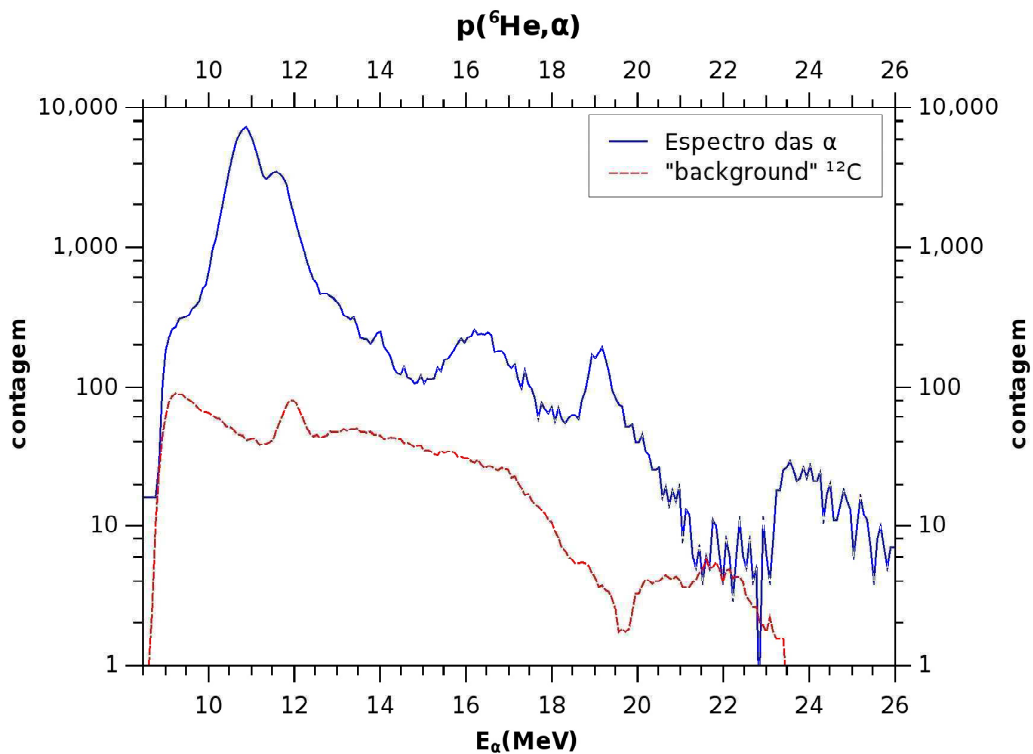


Figura 5.25: Espectro das partículas α 's obtidos com um feixe secundário incidente de $E_{{}^6\text{He}} = 9.34\text{MeV}$ sobre um alvo de CH_2 de $6 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$ de espessura. A linha tracejada representa o "background" devido às reações com o C presente no alvo de CH_2 .

5.8 Resultados da segunda experiência

Em novembro/2012 realizamos uma segunda experiência para medida da reação $p(^6\text{He},p)$ com o objetivo de descartar ou não a existência de um segundo pico visto em torno de $\sim 11.5\text{MeV}$. Desta vez usou-se um telescópio composto de 3 detectores, um de $50\mu\text{m}$ de espessura e os outros dois de $1000\mu\text{m}$ cada um. Este conjunto de três detectores conformam o telescópio 1 da Fig. 5.26 que foi situado em $\theta_{lab} = 0^\circ$. Também se montou outro telescópio em $\theta_{lab} = 20^\circ$, composto só por 2 detectores de $50\mu\text{m}$ e $1000\mu\text{m}$ de espessura como vemos na Fig. 5.26. O telescópio 1 tem um colimador rectangular montado na frente de dimensões $15.5 \times 6.2\text{mm}^2$. Usou-se o telescópio 2 sem colimador.

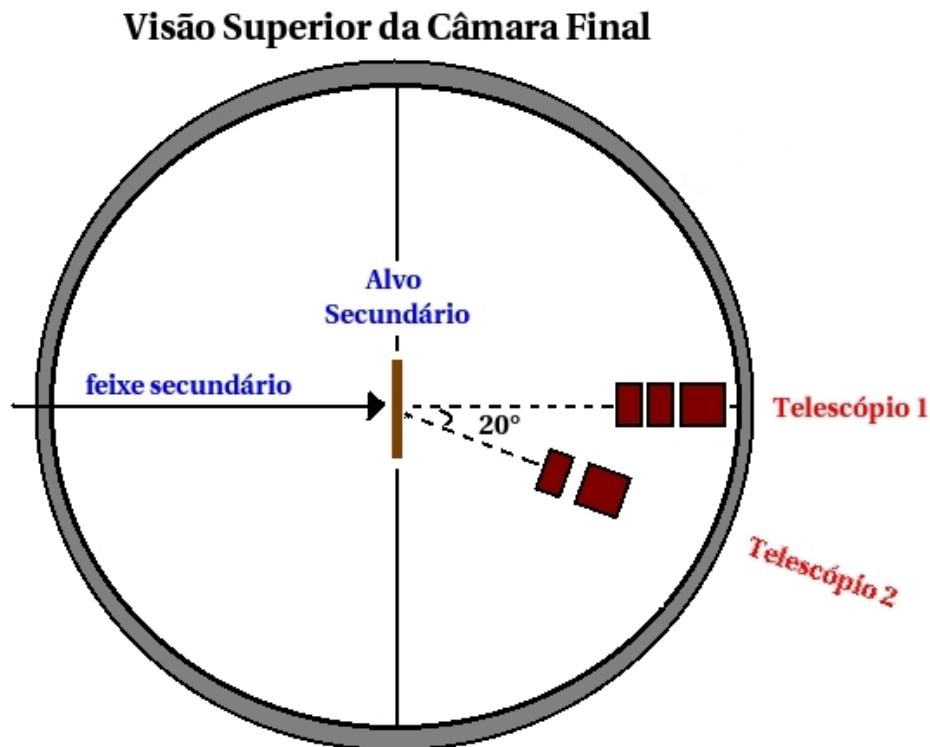


Figura 5.26: Desenho esquemático dos detectores na câmara final utilizado na segunda experiência. O telescópio 1 está composto por três detectores (ver tabela 5.4). O telescópio 1 e 2 estão a uma distância fixa de 140.05mm e 74.41mm do alvo secundário respectivamente.

Detector	Espessura(μm)	Área(mm^2)
ΔE1	50	150
E1	1000	150
E1*	1000	150
ΔE2	50	150
E2	1000	150
ΔE	25	150
E	1000	300

Tabela 5.4: Espessura dos detectores de Si utilizados na segunda experiência, o telescópio $\Delta\text{E-E}$ refere-se aos detectores montados na câmara intermediária após o primeiro solenóide.

5.8.1 Energia incidente de ${}^6\text{He} = 11.5\text{MeV}$

Com os telescópios 1 e 2 colocados a 0° e 20° graus trabalhou-se com uma energia incidente 11.5MeV no alvo de CH_2 de $12\frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$ na câmara final, como se mostra na Fig. 5.26. O espectro biparamétrico obtido pode se observar na Fig. 5.27. Na Fig. 5.28 pode se observar a função de energia de excitação obtida para a faixa dos prótons para o telescópio 1 em 0° . O espectro biparamétrico obtido a 20° pode se observar na Fig. 5.29 e a função de energia de excitação para a faixa de prótons se mostra na Fig. 5.30.

5.8.2 Energia incidente de ${}^6\text{He} = 12\text{MeV}$

Nesta energia incidente os telescópios 1 e 2 se mudaram para os ângulos de 25° e 45° respectivamente. O espectro biparamétrico obtido para o telescópio 1 em 25° pode se observar na Fig. 5.31, já a energia de excitação para a faixa de prótons se mostra na Fig. 5.32. No caso do telescópio em 2 em 45° não foi possível contruir um espectro biparamétrico devido a que os prótons param no detector fino de $50\mu\text{m}$.

5.8.3 Ajuste aos espectros de prótons

Uma vez obtido os espectros de prótons em função da energia de excitação do ${}^7\text{Li}$ fez-se um ajuste aos espectros utilizando o programa XFIT. Os resultados deste ajuste se encontram resumidos na tabela 5.5. No caso do telescópio 1 a 0° se obteve uma largura e posição da ressonância compatível com valor dado na literatura [Tilley 2002] ($E_r = 11.24 \pm 30$ e $\Gamma = 260 \pm 35$), mas também pode se observar que a faixa dos prótons no espectro biparamétrico (ver Fig. 5.27)

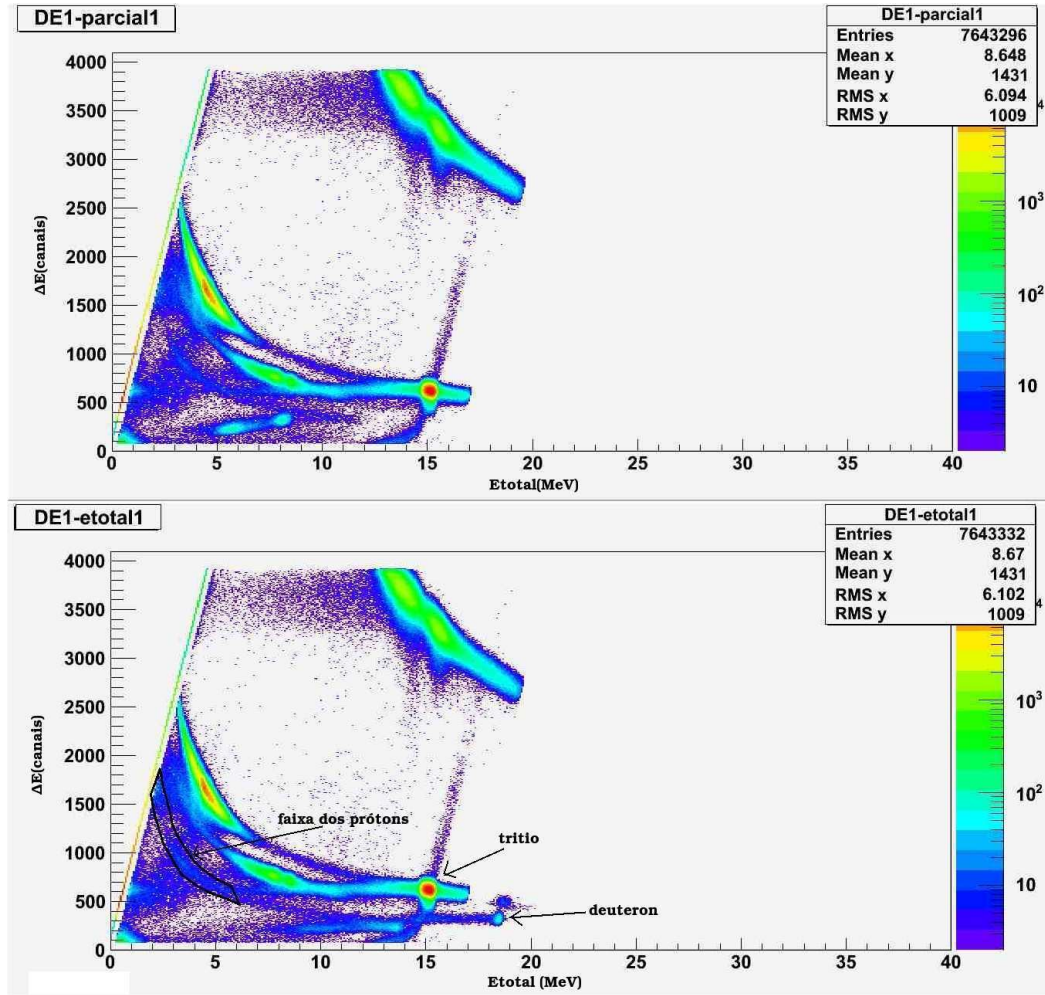


Figura 5.27: Espectros biparamétricos obtidos com um feixe secundário incidente de $E_{\text{He}} = 11.5\text{MeV}$ sobre um alvo de CH_2 de $12 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2}$ de espessura para uma energia incidente de $E_{\text{He}} = 11.5\text{MeV}$. Acima podemos ver o espectro obtido para o telescópio 1 tendo em conta só o detector fino de $50\mu\text{m}$ e grosso de $1000\mu\text{m}$. Abaixo vemos o espectro obtido levando o conjunto de 3 detectores do telescópio 1 como observamos na Fig. 5.26. Vemos que os picos correspondentes a partículas leves que atravessam o detector E de $1000\mu\text{m}$ na figura de cima, são dêuterons e prótons de altas energias.

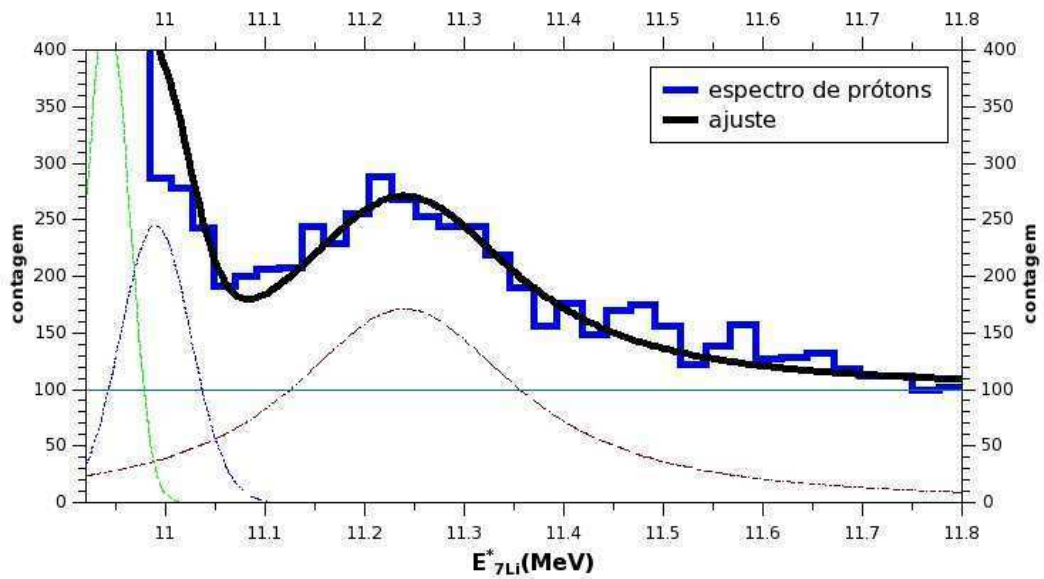


Figura 5.28: Energia de excitação do ${}^7\text{Li}$ obtido para o telescópio 1 em 0° para uma energia incidente de $E_{\delta\text{He}} = 11.5\text{MeV}$.

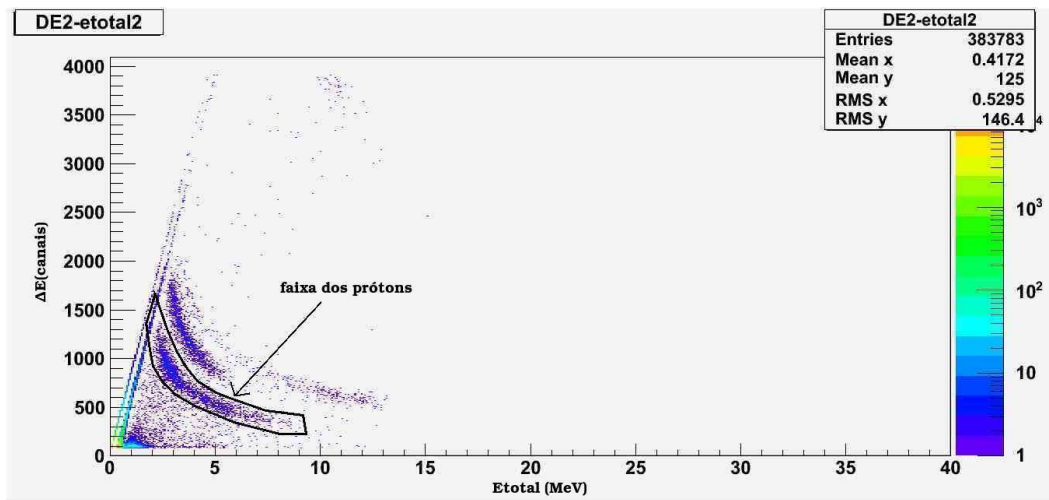


Figura 5.29: Espectro biparamétrico obtido para o telescópio 2 em 20° para uma energia incidente de $E_{\delta\text{He}} = 11.5\text{MeV}$.

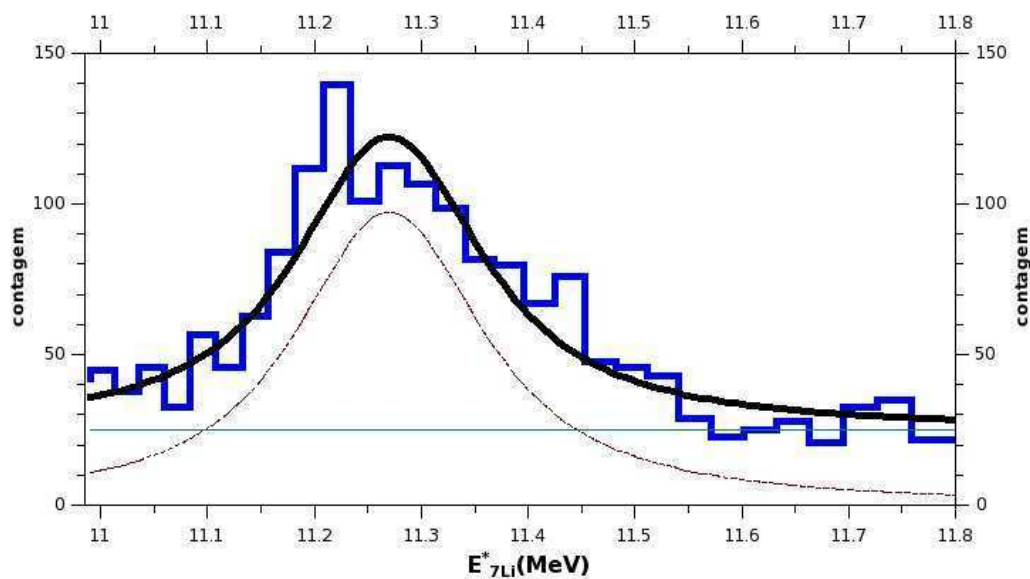


Figura 5.30: Energia de excitação do ${}^7\text{Li}$ obtido para o telescópio 2 em 20° para uma energia incidente de $E_{6\text{He}} = 11.5\text{MeV}$.

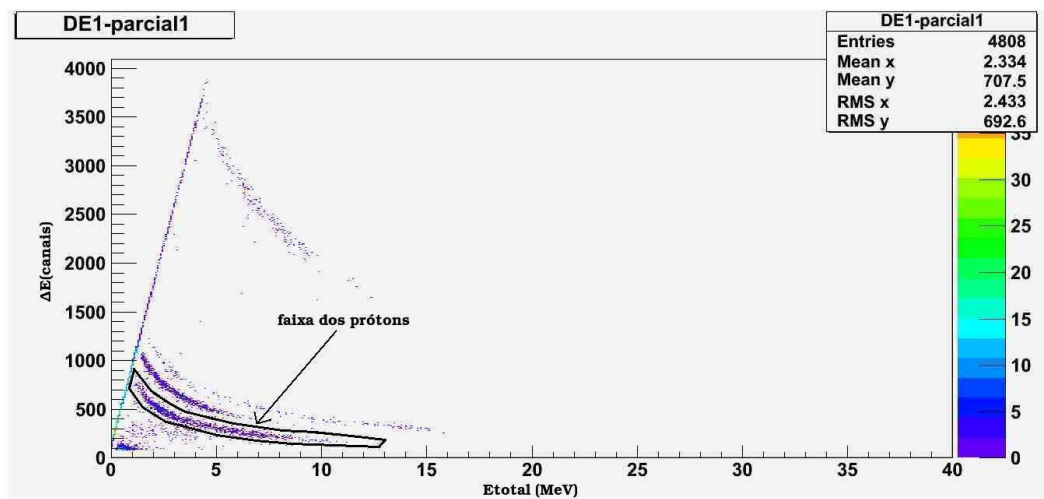


Figura 5.31: Espectro biparamétrico para o telescópio 1 em 25° para uma energia incidente de $E_{6\text{He}} = 12\text{MeV}$.

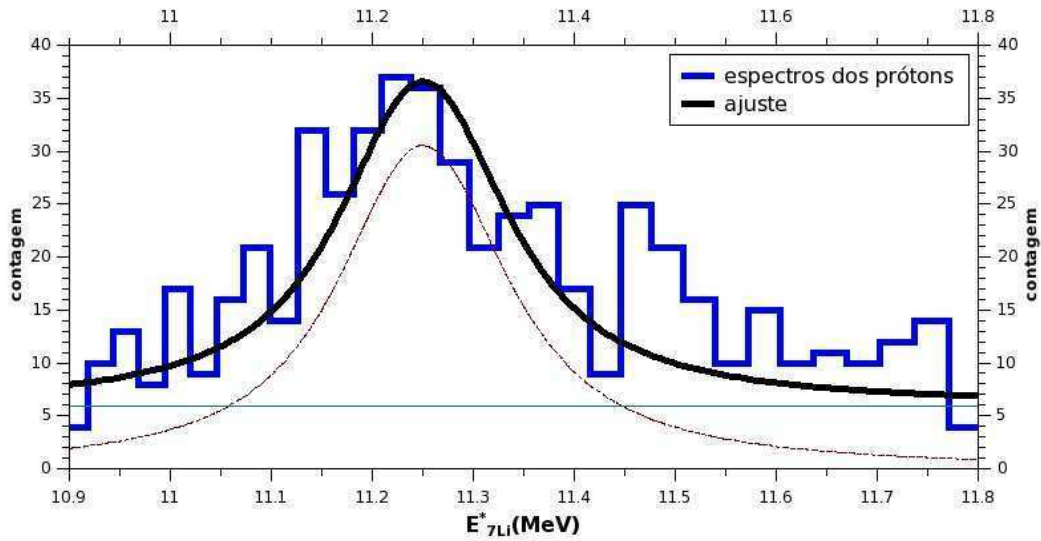


Figura 5.32: Energia de excitação do ${}^7\text{Li}$ obtido para o telescópio 1 em 25° para uma energia incidente de $E_{{}^6\text{He}} = 12\text{MeV}$.

θ_{lab}	$p({}^6\text{He},p)$ reaction	Normalização N	Largura $\Gamma(\text{MeV})$	Energia $E_r(\text{MeV})$
0°	Estado Fundamental (${}^7\text{He}$)	11.5 ± 0.5	0.260 ± 0.025	11.24 ± 0.03
20°	Estado Fundamental (${}^7\text{He}$)	5.0 ± 0.1	0.195 ± 0.028	11.27 ± 0.03
25°	Estado Fundamental (${}^7\text{He}$)	1.48 ± 0.08	0.182 ± 0.030	11.25 ± 0.03

Tabela 5.5: Parâmetros do ajuste dos espectros dos prótons das figuras 5.28, 5.30, e 5.32. Onde N é a normalização para a lorentziana. Γ é a largura da lorentziana e E_r é a sua posição.

tem bastante presença de ruído, razão pela qual temos um fundo considerável no espectro de prótons da Fig. 5.28. Os espectros biparamétricos obtidos a 20° e 25° graus ficaram limpos do fundo presente no espectro a 0° de tal forma que pode-se observar com bastante clareza as faixas dos prótons, dêuterons e trítios. Contudo a estatística diminui bastante.

5.8.4 Cálculo da secção de choque

Calculou-se a secção de choque para cada pico ajustado no espectro de prótons para os ângulos de laboratório de 0° , 20° , e 25° de acordo com a Eq. 5.14. O cálculo foi feito utilizando-se a fórmula 5.14 e obteve-se apenas a secção de choque a menos de uma normalização (ver tabela 5.6). Os erros foram

θ_{lab}	$\theta_{c.m.}$	$\sigma(u.a.)$
$0^\circ \pm 0.6^\circ$	$0^\circ \pm 1.2^\circ$	1.00 ± 0.05
$20^\circ \pm 1.3^\circ$	$40^\circ \pm 2.6^\circ$	0.082 ± 0.008
$25^\circ \pm 0.6^\circ$	$50^\circ \pm 1.2^\circ$	0.13 ± 0.07

Tabela 5.6: Distribuição angular da ressonância $11.2\text{MeV } J^\pi = 3/2^-$ do ${}^7\text{Li}$. O erro no ângulo foi calculado através da expressão $\Delta\theta = \frac{1}{2} \frac{S}{r}$. Onde r refere-se à distância do alvo secundário até o telescópio e S ao lado menor do colimador no caso do telescópio 1 e ao raio da área do detector no caso do telescópio 2.

estimados com base nos erros das áreas dos picos. No ponto em 25 graus incluímos um erro adicional devido a taxa de produção que, neste ângulo, foi medida apenas no run 75 (ver tabela 5.7). Foi estimado o erro nos ângulos considerando a abertura angular dos colimadores utilizados.

Na Fig. 5.33 temos plotado a secção de choque obtida versus $\theta_{c.m.}$. Estes pontos experimentais são comparados com o quadrado dos polinômios de Legendre $P_\ell(\cos(\theta_{c.m.}))$ para vários momentos angulares orbitais ℓ desde que $\sigma \propto P_\ell^2(\cos(\theta_{c.m.}))$.

$$\sigma \propto \frac{N^{pico} J}{N_{feixe} \Delta\Omega} \quad (5.14)$$

5.8.5 Cálculo da taxa de produção

Calculou-se a taxa de produção na câmara intermediária após o primeiro solenóide utilizando a mesma montagem utilizada na primeira experiência. Primeiro calculamos o N_{feixe} de ${}^6\text{He}$ incidente no alvo de ${}^{197}\text{Au}$ utilizando:

$$N_{6He} = \frac{N^{pico} J}{N_{alvo} \Delta\Omega \sigma_{Ruth}} \quad (5.15)$$

onde $\sigma_{Ruth} = \sigma_{{}^6\text{He}+{}^{197}\text{Au}}^{20^\circ} = 8.927 \times 10^{-23} \text{cm}^2$ e $\Delta\Omega = 20.6 \text{msr}$. Uma vez obtido o N_{6He} a taxa de produção se calcula mediante:

$$\frac{N_{6He}}{N_{7Li}} = \frac{N_{6He}}{\frac{Q}{q.e}} = 1.31 \times 10^{-6} \quad (5.16)$$

onde $Q = I \times 10^{-10} \text{C}$, com I sendo o integrador que fornece uma medida da carga elétrica total incidente no copo de faraday, q é o estado de carga de cada partícula do feixe primário, e $e = 1.6 \times 10^{-19} \text{C}$.

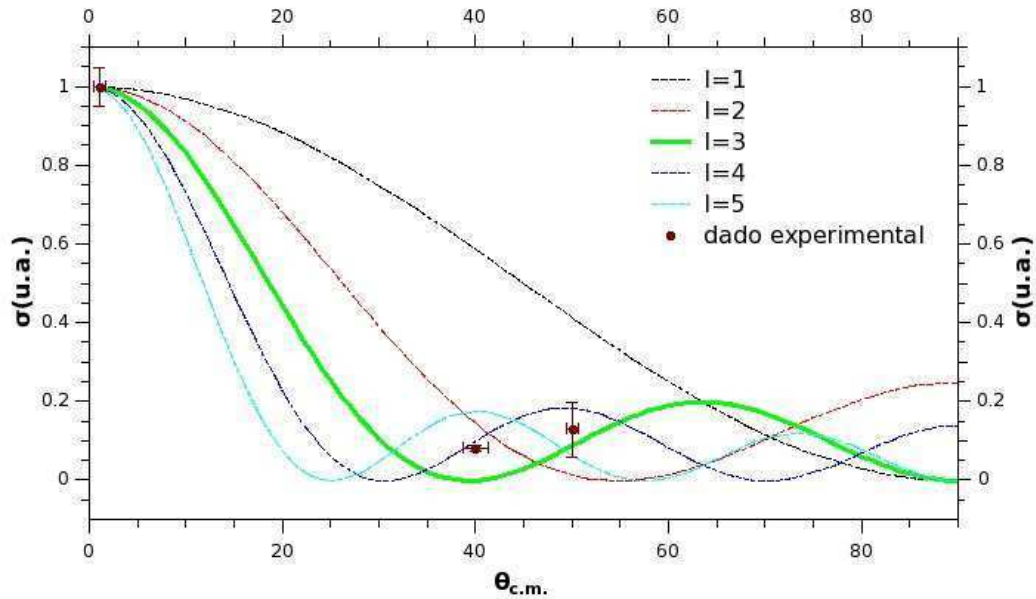


Figura 5.33: Secção de choque do versus $\theta_{c.m.}$. As linhas correspondem à comportamento da secção de choque esperado para diversos momentos angulares orbitais ℓ .

Também calculou-se a taxa de produção após o segundo solenóide, neste caso não se utilizou um alvo dispersor. O feixe secundário incide diretamente no telescópio 1 em 0° . A intensidade do feixe foi reduzida de tal forma que o detector não seja danificado. Um resumo dos runs que se fizeram para calcular a taxa de produção se mostra na tabela 5.7, a taxa de produção é calculada mediante $\frac{N_{6He}}{N_{7Li}} = \frac{N_{6He}}{\frac{Q}{q.e}}$.

Vemos que houve uma perda considerável na intensidade do feixe de ${}^6\text{He}$ do primeiro para o segundo solenóide. Estamos investigando as razões desta perda.

run	freq. f(NMR)	taxa de produção	distância
5	21.396	4.154x10-9	74.41mm
6	"	4.255x10-9	"
7	"	4.208x10-9	"
20	20.986	3.463x10-9	"
21	20.910	2.351x10-9	"
22	20.955	2.550x10-9	"
25	21.041	2.666x10-9	"
26	21.084	2.676x10-9	"
27	20.085	2.413x10-9	74.41mm
33	20.985	2.170x10-9	140.05mm
44	20.980	5.867x10-10	"
45	20.983	6.616x10-10	"
46	"	3.490x10-10	"
47	"	2.273x10-9	"
51	20.971	2.306x10-9	"
52	"	3.023x10-9	"
62	20.963	1.726x10-9	"
63	"	1.703x10-9	"
75	21.248	1.01x10-9	140.05mm

Tabela 5.7: Taxa de produção medida com o Telescópio 1 a 0° ao longo da experiência. A coluna distância refere-se a distância do porta alvo até o telescópio em 0° graus. Para obter a taxa de produção o feixe de baixa intensidade incidiu direto no detector.

5.8.6 Um modelo para o ${}^7\text{He}$

O estado observado em $E_{7Li^*} = 11.2\text{MeV}$ (Estado Análogo Isobárico) $J^\pi = \frac{3^-}{2}$ do ${}^7\text{Li}$ corresponde ao estado fundamental do exótico ${}^7\text{He}$. A determinação do momento angular da ressonância ${}^6\text{He} + p$ a partir da distribuição angular da secção 5.8.4 permite a formação de um modelo para o estado análogo isobárico de ${}^7\text{He}$. Neste modelo [Adahchour 2006] o estado é descrito como um caroço excitado de ${}^6\text{He}$ circundado por um próton (no caso do ${}^7\text{Li}$) ou um nêutron (no caso do ${}^7\text{He}$) conforme a Fig. 5.34.

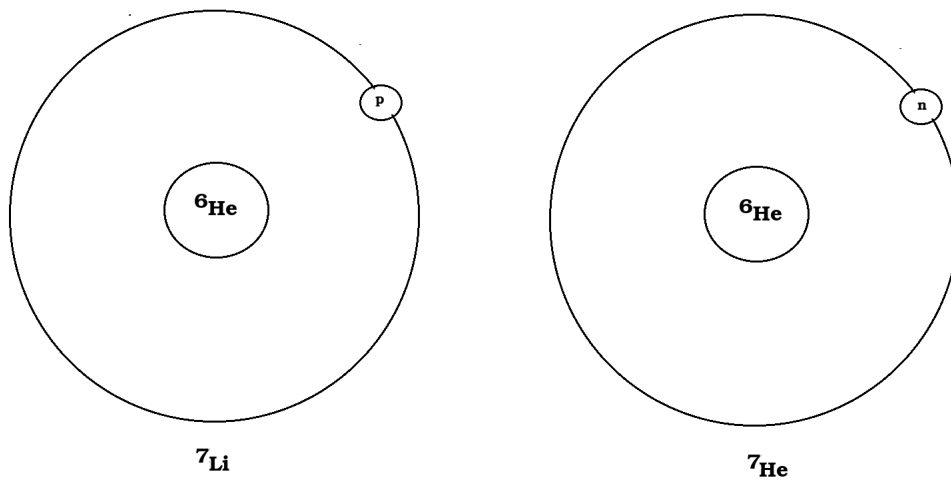


Figura 5.34: Neste modelo [Adahchour 2006] o estado é descrito como um caroço excitado de ${}^6\text{He}$ circundado por um próton (no caso do ${}^7\text{Li}$) ou um nêutron (no caso do ${}^7\text{He}$).

O caroço de ${}^6\text{He}$ está excitado no estado 2^+ e se acopla com o próton na órbita (ℓ_p, s_p, j_p) . Tomando-se $\ell_p = 3$ como momento angular da ressonância temos $j_p = \frac{7}{2}$ ou $j_p = \frac{5}{2}$ que acoplado com o $J_c = 2^+$ do caroço fornece o momento angular total da ressonância $J^\pi = \frac{3^-}{2}$. Vemos que $\ell_p = 4$ não seria possível devido à paridade negativa do estado.

Parte II

RIKEN

A experiência ${}^3\text{He}({}^7\text{Be},\alpha){}^6\text{Be}$

Conteúdo

6.1	Motivação	101
6.2	Aparato Experimental	105
6.2.1	Sistema CRIB	105
6.2.2	Câmara de espalhamento	105
6.2.3	O sistema de detecção utilizado	107

6.1 Motivação

O processo de produção de energia nas estrelas é razoavelmente bem conhecido. A energia inicial que deflagra o processo provém da contração gravitacional de gás de hidrogênio neutro que dá origem à estrela. A contração faz a pressão, densidade e temperatura no centro da estrela aumentar até valores que permitem o estabelecimento de reações termonucleares dando início à vida da estrela. A energia liberada nessas reações gera uma pressão no plasma, a qual se opõe à compressão resultante da força gravitacional, de modo que se obtém um equilíbrio para a energia produzida, a energia liberada na forma de radiação, a temperatura e a pressão [Rofls 1988].

No gás interestelar, os elementos leves como hidrogênio (${}^1\text{H}$) e hélio (${}^4\text{He}$) são de longe os mais abundantes e foram formados na nucleossíntese do Big Bang, aproximadamente 3 minutos após o início da grande explosão. É a fusão destes elementos que predomina na produção da energia nuclear nas estrelas. Neste processo, a produção de energia nuclear e a síntese de elementos procedem via as reações de fusão até produzir o Fe . A partir deste ponto as reações de fusão deixam de ser exotérmicas e passam a consumir energia de forma que a fonte de energia nuclear se exaure na estrela até o ponto em que todos os elementos leves sejam transformados em Fe .

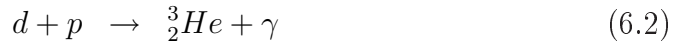
As reações termonucleares têm um papel muito importante na compreensão da produção de energia e nucleossíntese de elementos nas estrelas.

Poderíamos perguntar quais são os processos nucleares que liberam uma energia termonuclear tão grande. Não existe o núcleo $2p$ (não é ligado) e não há nêutrons na formação de uma estrela já que o nêutron livre é instável e tem meia-vida de 10.8 minutos. A única possibilidade é a fusão de prótons na forma [Adelberger 2011].

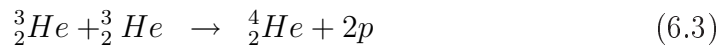


que ocorre via decaimento β , isto é, pela interação fraca.

O dêuteron produzido na reação acima se funde quase que imediatamente pelo processo



O ${}^3_2\text{He}$ resultante é consumido, ou pela reação



que produz o núcleo estável ${}^4_2\text{He}$ com grande ganho de energia, ou pela reação



No segundo caso ainda segue uma cadeia de reações. Esta cadeia de reações de (6.1)-(6.4) chama-se de cadeia proton-proton ou ciclo do hidrogênio (veja a Fig. 6.1). O resultado dessa cadeia é a transformação de quatro prótons em uma partícula α , liberando uma energia de 26.7MeV, dos quais cerca 20% são carregados pelos neutrinos.

Como podemos perceber o ciclo do hidrogênio é responsável pela produção de energia do Sol e das estrelas. Este ciclo se divide em três cadeias de reações nucleares. Uma delas tem a ver com a reação ${}^3\text{He}({}^3\text{He},2p){}^4\text{He}$ a qual domina o ciclo desde que a abundância de dêuterio nas estrelas é menor e tem um papel importante na compreensão da destruição do ${}^3\text{He}$.

A reação ${}^3\text{He}({}^3\text{He},2p){}^4\text{He}$ também afeta fortemente os cálculos sobre o fluxo de neutrinos provenientes do Sol [Bonetti 1999, Junker 1998]. Tem-se encontrado discrepâncias entre o fluxo de neutrinos calculados e os obtidos experimentalmente. Há indicações de que a presença de uma ressonância perto do limiar $E_{\text{limiar}} = 11.49\text{MeV}$ do sistema ${}^3\text{He}+{}^3\text{He}$ no ${}^6\text{Be}$ poderia afetar a produção dos neutrinos solares.

Além do interesse astrofísico, a espectroscopia do ${}^6\text{Be}$ é interessante em si, pois há vários estados excitados do ${}^6\text{Li}$ e do ${}^6\text{He}$ que nunca foram observados no ${}^6\text{Be}$ (ver Fig. 6.2). No tripleto $A = 6$ apenas o ${}^6\text{Li}$ é estável e todos os seus estados excitados são não-ligados. O ${}^6\text{He}$ tem apenas o estado fundamental

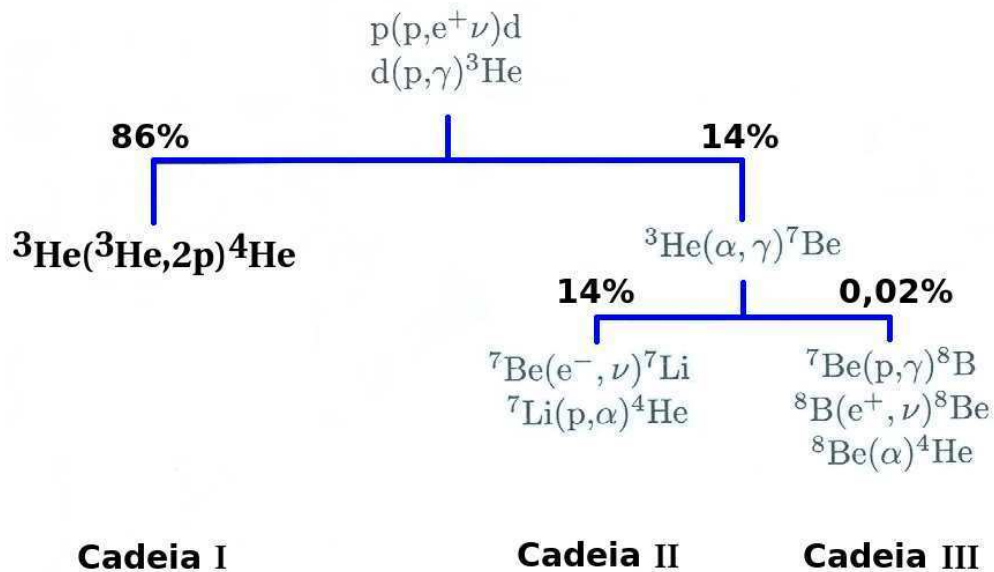


Figura 6.1: As cadeias de reações solares. As porcentagens das várias cadeias são calculadas para condições no centro do Sol.

ligado embora seja instável por decaimento- β com $T_{1/2} = 801 \pm 10\text{ms}$. O ${}^6\text{Be}$ é não ligado por $E = 92 \pm 6\text{keV}$ mesmo no estado fundamental. Desde que a reação ${}^3\text{He}({}^7\text{Li}, \alpha){}^6\text{Li}$ mostrou ser uma ferramenta poderosa para popular novas ressonâncias no ${}^6\text{Li}$ [Kuramoto 2004], no presente trabalho se propôs que a reação ${}^3\text{He}({}^7\text{Be}, \alpha){}^6\text{Be}$ poderia popular ressonâncias no ${}^6\text{Be}$ (ver 6.2). A experiência foi realizada no “Center for Nuclear Study” (CNS) na Universidade de Tokyo. No presente capítulo se fará uma descrição mais detalhada da experiência e a análise desta virá no capítulo seguinte.

Feixes com isotopos radioativos (RI) são muito usados no estudo espectroscopia nuclear, como por exemplo as reações de transferências. O Center for Nuclear Study (CNS) da Universidade de Tokyo possui um separador de feixes radioativos de baixas energias, chamado de CNS RI-beam separator (CRIB) no complexo do laboratório RIKEN.

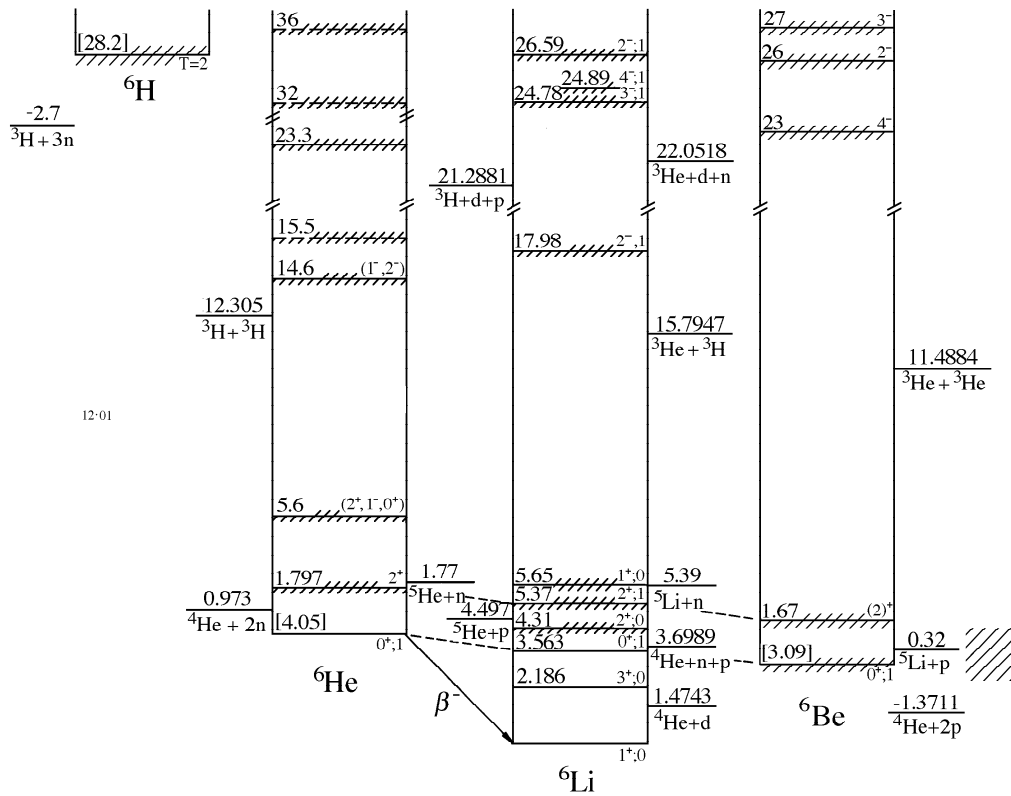


Figura 6.2: Diagrama de níveis do triplete isobárico $A=6$ publicado em[Tilley 2002].

6.2 Aparato Experimental

6.2.1 Sistema CRIB

O CRIB consiste de dois dipolos num sistema acromático mais um filtro de Wien. Tudo ligado a um acelerador tipo ciclotron que produz o feixe primário estável de energias $\sim 7\text{MeV}/A$. Um feixe primário de ${}^7\text{Li}$ vindo do ciclotron AVF é direcionado no alvo de produção ou alvo primário, que é cheio do gás criogênico H_2 . Os núcleos instáveis são produzidos no alvo de primário, atravessam os dois dipolos magnéticos e finalmente passam por um Filtro de Wien (Filtro de velocidades) com o finalidade de suprimir o fundo devido a isótopos não desejados.

No alvo primário se produz a reação primária desejada $H({}^7\text{Li}, {}^7\text{Be})n$. O feixe de ${}^7\text{Be}$ sai com uma energia de 53.4MeV com uma intensidade de até $\times 10^6$ pps. O sistema de dois dipolos magnéticos e um Filtro de Wien permite purificar o feixe de interesse antes de atravessar o segundo alvo. Isso ocorre pois os dois dipolos formam um sistema acromático, ou seja, que focaliza núcleos de mesma razão $\frac{m}{q}$ em um dado ponto do plano focal F2. Esta focalização é independente da energia e por isso é denominado acromático. Além disso o Filtro Wien faz uma seleção adicional de velocidade eliminando impurezas de partículas α do feixe secundário.

6.2.2 Câmara de espalhamento

A câmara, onde se encontra o alvo secundário pode ser visualizada na Fig. 6.5. O feixe de ${}^7\text{Be}$ passa por dois PPAC(X-Y) antes de entrar no alvo secundário que consiste de uma cápsula cheia de gás de ${}^3\text{He}$ a alta pressão. Este alvo foi feito em São Paulo e tem 1 polegada de diâmetro e um comprimento de 1.8cm (ver Fig. 6.3). Duas folhas de Havar de $6\mu\text{m}$ de espessura foram usadas como janelas na entrada e saída do alvo secundário.

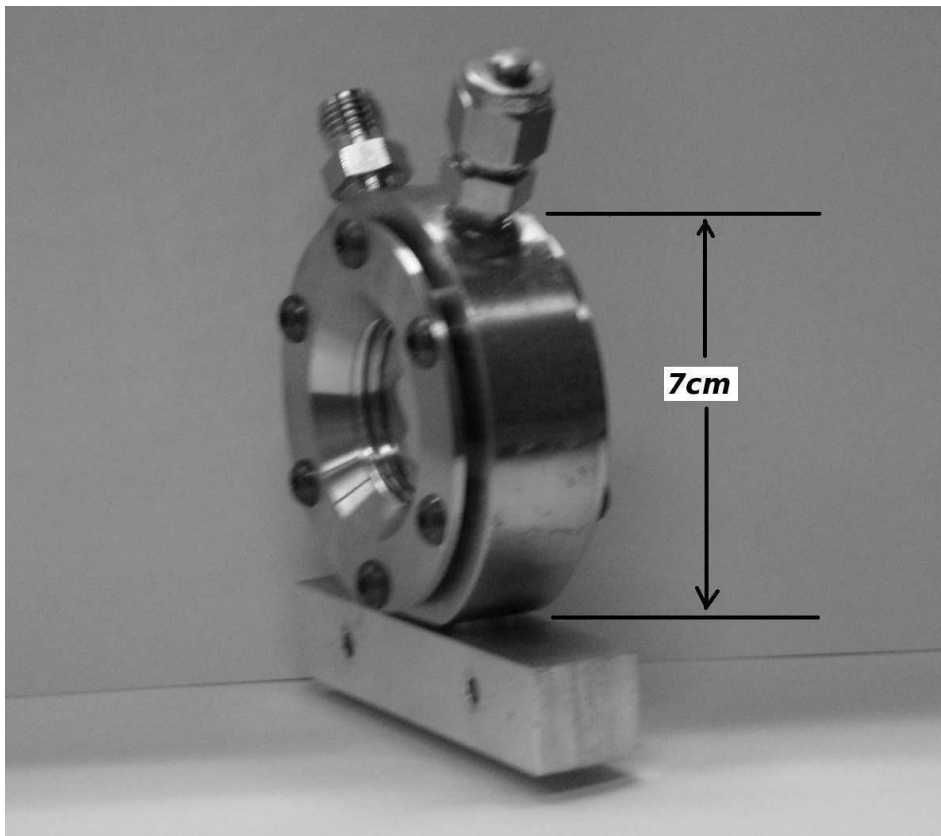


Figura 6.3: Alvo secundário

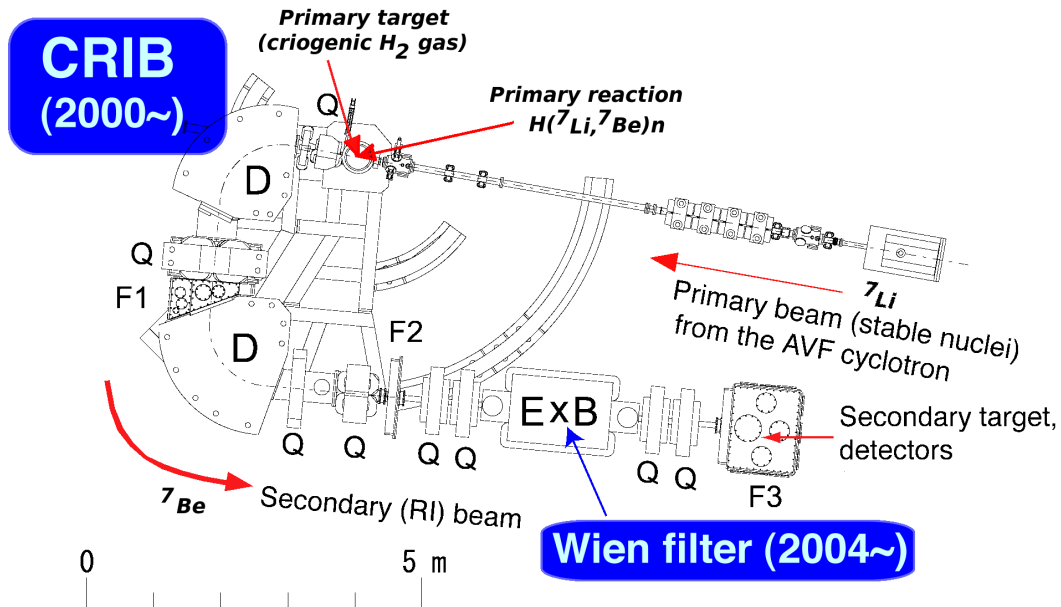


Figura 6.4: Sistema CRIB

6.2.3 O sistema de detecção utilizado

A montagem dos detectores pode ser observada na Fig. 6.5. Antes de o feixe secundário incidir no alvo gasoso de ${}^3\text{He}$, o feixe de ${}^7\text{Be}$ atravessa dois PPAC's X-Y (Parallel-Plate Avalanche Counter). O PPAC é um detector a gás que fornece um sinal rápido apenas da posição X-Y onde a partícula passou. Os dois PPAC's nos permitem reconstruir a trajetória e posição do feixe de ${}^7\text{Be}$ no alvo gasoso e nos detectores (ver Fig. 6.6).

A distância entre os PPACs é de 565mm e a distância entre o primeiro PPAC e o alvo gasoso é de aproximadamente 775mm. No alvo gasoso de ${}^3\text{He}$ se produz a reação ${}^3\text{He}({}^7\text{Be}, \alpha){}^6\text{Be}$. Uma vez que o feixe de ${}^7\text{Be}$ atravessa o alvo de ${}^3\text{He}$, as partículas espalhadas são detectadas por três detectores tipo $\Delta\text{E-E}$, chamados também de telescópios. Estes são detectores de faixas ou tiras ("strip") tipo DSSD ("Double Side Silicon Detectors") sendo que as espessuras estão dadas na tabela 6.1. Cada detector possui 16 "strips" na vertical e 16 na horizontal, o que permite se medir a posição x-y do evento em 16X16 ou seja 256 posições. Os telescópios 1 e 2 foram montados a 20° e 40° em relação ao eixo vertical como se observa na Fig. 6.5. O terceiro telescópio encontra-se do outro lado da vertical a 25° . Na tabela 6.1 são mostrados os valores das espessuras e das áreas dos detectores que foram utilizados no experimento.

Detector	Espessura(μm)	Área(mm^2)
ΔE1	65	625
E1	1500	
ΔE2	65	625
E2	1500	
ΔE3a	20	625
ΔE3b	485	
E3	1500	

Tabela 6.1: Espessura dos detectores

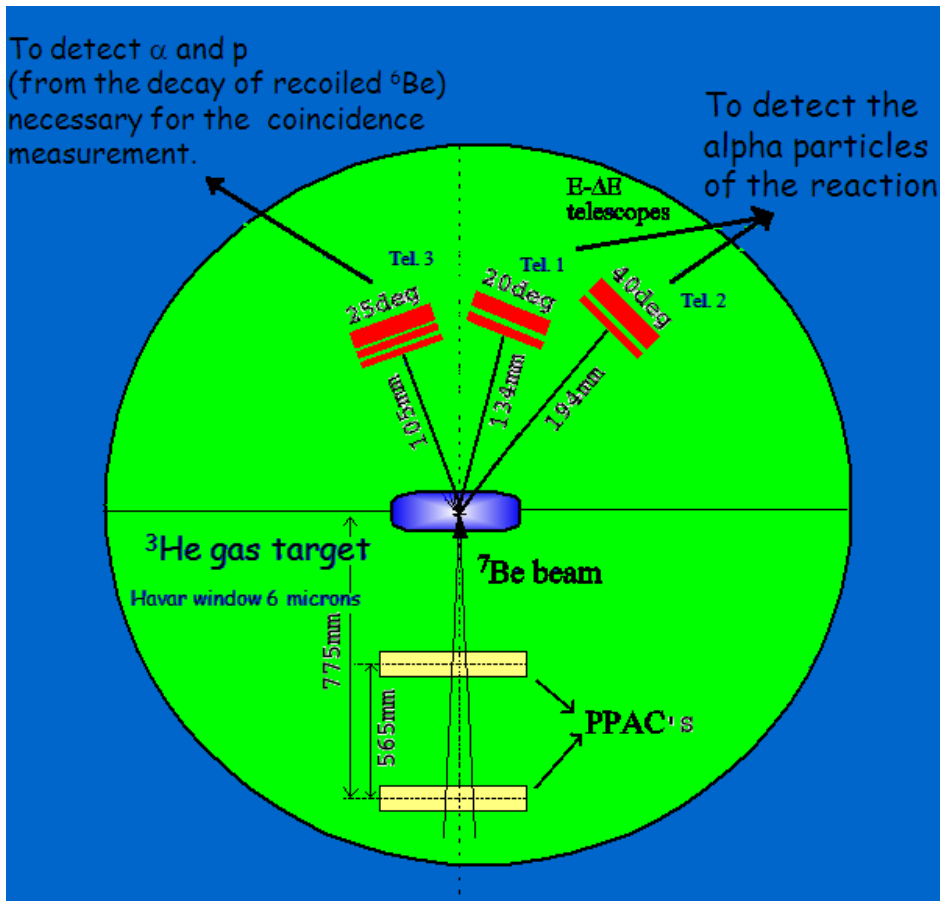


Figura 6.5: Desenho esquemático da câmara onde se encontra o segundo alvo secundário. Aqui podemos observar que o feixe de ${}^7\text{Be}$ tem que atravessar dois PPAC's antes de entrar no alvo gasoso de ${}^3\text{He}$.

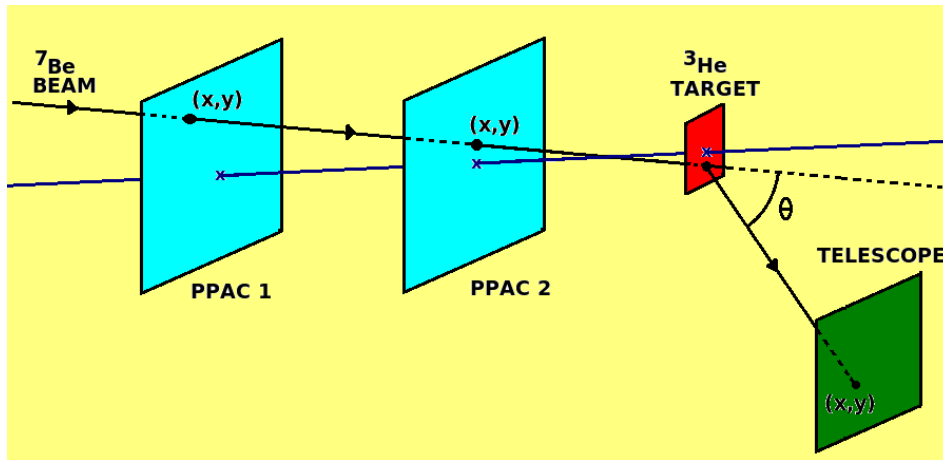


Figura 6.6: Diagrama esquemático do "setup" focado nos PPAC's ("Parallel-Plate Avalanche Counter") os quais são detectores finos e sensitivos à posição que podem medir a posição e o "timing" do feixe de ${}^7\text{Be}$. Então uma imagem extrapolada do feixe no alvo secundário pode ser reconstruída dos dados medidos pelos PPAC's.

Para determinar a energia do ${}^7\text{Be}$ no meio do alvo gasoso calculamos as perdas de energia do ${}^7\text{Be}$ nas janelas de Havar e no gás dentro do alvo. Utilizando os programas STOPX e KINEQ e tendo em consideração que o Havar tem $\sim 6\mu\text{m}$ e o gás de ${}^3\text{He}$ está em uma pressão de 0.5atm se calcula que o feixe de ${}^7\text{Be}$ no meio do alvo tem um energia de $E_{7\text{Be}} = 47.88\text{MeV}$.

Estamos interessados nas α 's e as partículas de recuo do ${}^6\text{Be}$ que decaem em uma partícula α e dois prótons. Estas duas ultimas partículas são detectadas pelo telescópio 3 em coincidência com o telescópio 1, já as partículas α 's provenientes da reação ${}^3\text{He}({}^7\text{Be}, \alpha){}^6\text{Be}$ são detectadas nos telescópios 1 e 2 (ver Fig. 6.5).

Fazendo a coincidência entre os telescópios 1 e 3 consegue-se diminuir o enorme fundo de partículas α que provavelmente vêm do "breakup" do ${}^7\text{Be}$ nas janelas de Havar.

Análise dos dados e Resultados da reação ${}^3\text{He}({}^7\text{Be}, \alpha){}^6\text{Be}$

Conteúdo

7.1	Espectro biparamétrico $\Delta E - E$	111
7.2	Ajuste dos espectros por a expressão de Breit-Wigner	115
7.3	Determinação do ângulo sólido de detecção ($\Delta\Omega$) . .	118
7.4	Distribuições angulares	118

7.1 Espectro biparamétrico $\Delta E - E$

Um espectro biparamétrico $\Delta E - E$ para o telescópio 1 é mostrado na Fig. 7.1. Nesta figura podemos ver as linhas correspondentes aos núcleos de ${}^3\text{He}$ e ${}^4\text{He}$ vindos do alvo gasoso de ${}^3\text{He}$.

Neste espectro fazemos uma seleção das partículas α que atingem o telescópio 1. A partir da posição x, y do feixe de ${}^7\text{Be}$ nos PPAC determinamos a direção de incidência do ${}^7\text{Be}$ e, a partir da posição x, y da partícula α no telescópio obtemos o ângulo de espalhamento (ver Fig. 6.6). O ${}^7\text{Be}$ incidente é identificado evento por evento pelo tempo de voo entre os PPAC's. Com a informação da energia das partículas α e o ângulo podemos calcular a energia de excitação do recuo ${}^6\text{Be}$. Então pode-se reconstruir o espectro da energia de excitação versus o ângulo de espalhamento no sistema de laboratório (ver fig. 7.2). A máxima energia de excitação foi em torno de 24MeV, limitada pelo limiar de detecção do telescópio 1 para as partículas α (10MeV), a qual é determinada pela máxima energia das partículas α 's que pararam no detetor ΔE de $65\mu\text{m}$.

Devido ao fato de que a energia cinética dos prótons e α 's provenientes do decaimento do ${}^6\text{Be}$ serem menores quando a energia de excitação do ${}^6\text{Be}$ diminui, a janela de Havar de saída do alvo secundário impõe um limite inferior na energia das partículas de decaimento que depois impactará na folha e alcançará

o telescópio 3. O limite está em torno de $E_{exc} = 10\text{MeV}$. Então não se espera ver estados abaixo deste limite.

Do espectro da Fig. 7.2 mostra-se o espectro da energia de excitação do ${}^6\text{Be}$ em função do ângulo de espalhamento é calculado a partir do ângulo de incidência do ${}^7\text{Be}$, medida pelos PPAC's(ver Fig. 6.6) e da posição das partículas α nos detectores x-y do telescópio 1. Integrando sobre todos os ângulos obtemos o espectro da Fig. 7.3. Como o espectro é de energia de excitação do ${}^6\text{Be}$, podemos integrar em ângulo, já que a energia de eventuais estados do ${}^6\text{Be}$ não dependem do ângulo.

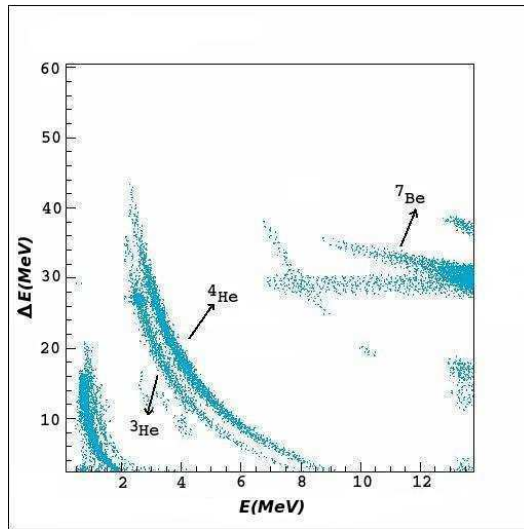


Figura 7.1: Espectro biparamétrico $\Delta E - E$ para o telescópio 1. As linhas correspondem as partículas ${}^3\text{He}$ e α 's

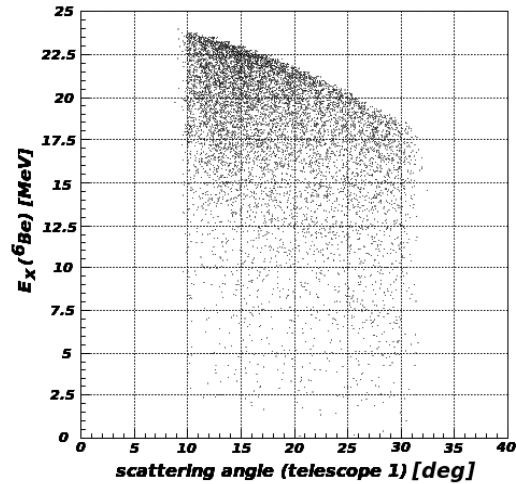


Figura 7.2: O ângulo de espalhamento foi calculado da posição X-Y dos núcleos de ${}^7\text{Be}$ no alvo e da posição das partículas α no telescópio 1 em coincidência com partículas leves (p, d, α) no telescópio 3.

Os resultados estão na parte superior da Fig. 7.3. Aparentemente há picos na faixa de energia de 10 – 21 MeV de energia de excitação os quais poderiam corresponder a estados do ${}^6\text{Be}$. Também realizou-se medidas sem o gas de ${}^3\text{He}$ no alvo. O espectro obtido foi normalizado e subtraído do espectro da parte superior da Fig. 7.3 e o resultado mostra-se na parte inferior da mencionada figura. Esta subtração se fez para cortar o fundo proveniente de reações do feixe secundário com as folhas de Havar nas janelas de entrada e saída do alvo secundário. Na parte inferior da Fig. 7.3 podemos observar que os picos do espectro chegam a ser mais visíveis (ver as linhas verticais de 7.3).

Na Fig. 7.4 se mostra o espectro de energia de excitação na faixa de baixas energias de excitação sem a condição de coincidência. Observa-se a existência de um pico em $E_{exc} = 1.5\text{MeV}$ que corresponde a posição do primeiro estado excitado do ${}^6\text{Be}$. A largura observada, contudo, parece ser maior da largura do primeiro estado excitado reportado na literatura [Tilley 2002]. O estado fundamental do ${}^6\text{Be}$ tem uma largura de $\Gamma = 92\text{keV}$ mas não foi possível observá-lo provavelmente porque a largura do "bin" em energia usada no análise foi de $\sim 200\text{keV}$.

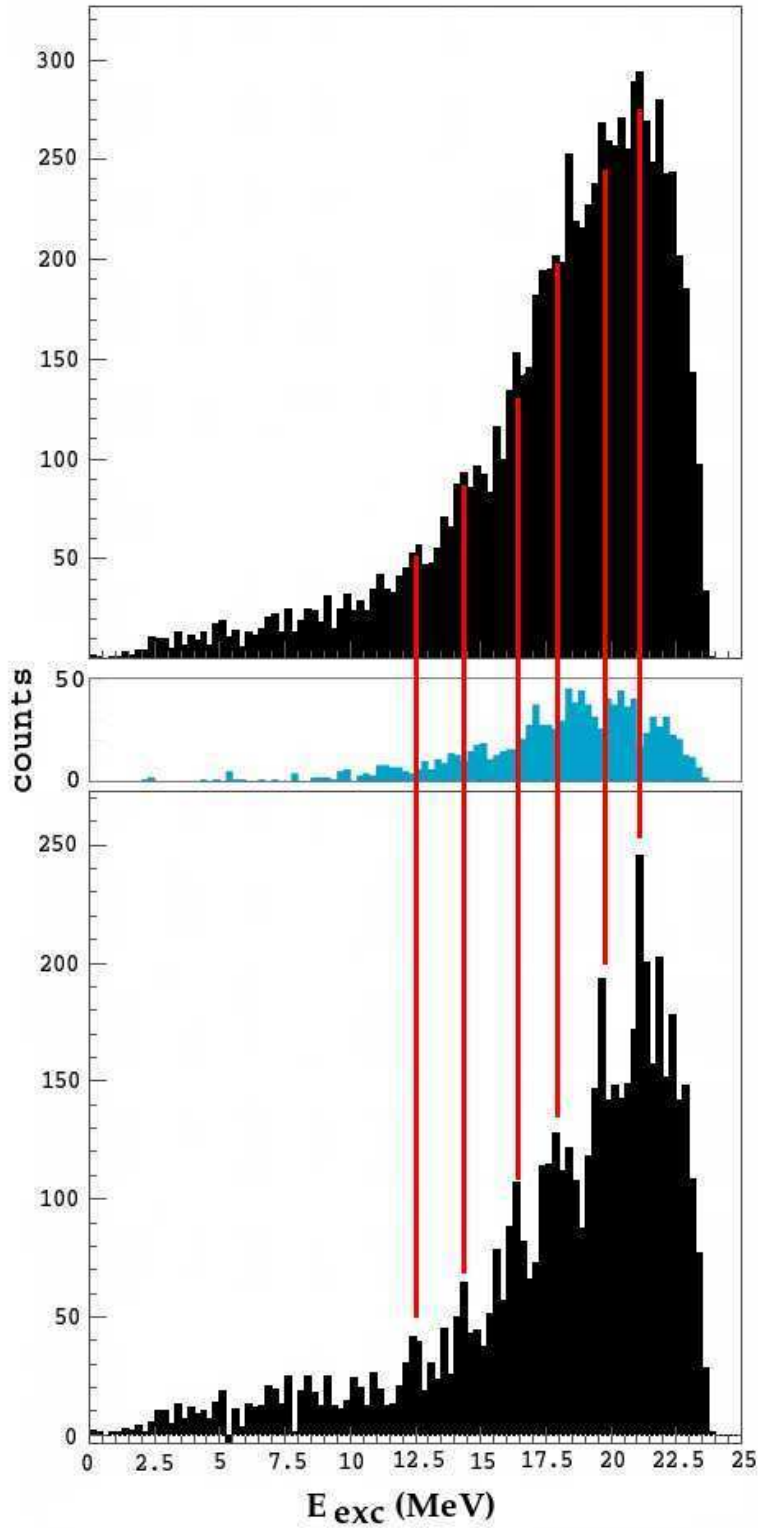


Figura 7.3: Espectro das partículas α no telescópio 1 em coincidência com o 3. Comparação entre o espectro obtido com o gás de ${}^3\text{He}$ (parte superior), sem gás de ${}^3\text{He}$ no alvo(meio) e a subtração deste espectro menos o espectro obtido sem o gás de ${}^3\text{He}$ no alvo(inferior).

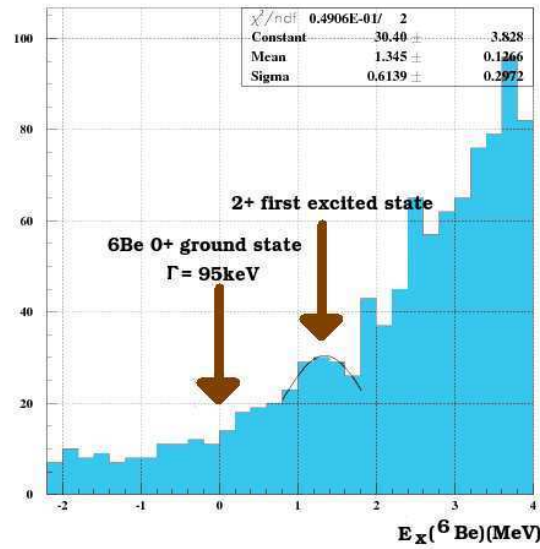


Figura 7.4: Espectro da energia de excitação do ${}^6\text{Be}$ sem coincidência

7.2 Ajuste dos espectros por a expressão de Breit-Wigner

O espectro na parte inferior da Fig. 7.3 foi ajustado utilizando o programa XFIT[Amadio]. O resultado do ajuste pode-se apreciar na Fig. 7.5. Devido as poucas contagens registradas também fez-se um ajuste ao espectro todo considerando um pico só ou seja supondo que os picos estreitos são flutuações. Os parâmetros dos ajustes mostram-se na tabela 7.1 e o ajuste na Fig. 7.6. Esperava-se que os picos no espectro de energia de excitação do ${}^6\text{Be}$ na Fig. 7.5 fossem pelos menos algum deles os estados isobáricos análogos do ${}^6\text{Li}$, como os observadas na referência[Kuramoto 2004], onde identificou-se 2 novas ressonâncias no ${}^6\text{Li}$ nas energias de excitação de 12.45MeV e 15.31MeV usando a reação de transferência ${}^3\text{He}({}^7\text{Li},\alpha){}^6\text{Li}$. Mas como pode se ver na Fig. 7.5 estes picos apresentam pouca contagem e ainda tem que se levar em conta que foi subtraído o fundo deste espectro e com isso cabe a possibilidade de se tiver modificado de algum modo a posição, largura e altura dos picos e por isso se torna muito difícil concluir que algum deles seja em efeito uma ressonância do ${}^6\text{Be}$.

Por outro lado se fizeram medições na procura de ressonâncias no ${}^6\text{Be}$ na referência[Yamagata 2005]. Onde se estuda as ressonâncias ${}^3\text{He}+{}^3\text{He}$ no ${}^6\text{Be}$ via a reação ${}^6\text{Li}({}^3\text{He},t){}^6\text{Be}$, onde foi observada uma ressonância para o canal

${}^6\text{Be} \rightarrow {}^3\text{He} + {}^3\text{He}$ em uma energia de excitação $E_{exc} = 18.0 \pm 1.0\text{MeV}$ com uma largura de $\Gamma = 9.2 \pm 1.0\text{MeV}$. Este poderia ser o estado que observamos em 18.034MeV (a lorentziana 4 da tabela 7.1), entretanto a largura que medimos $\Gamma = 1.3(2)\text{MeV}$ é bem menor do que a medida em [Yamagata 2005] de $\Gamma = 9.2(10)\text{MeV}$.

Considerando o espectro de excitação do ${}^6\text{Be}$ como um pico só (ver Fig. 7.6) se obtém uma ressonância em uma energia de excitação de $E_{exc} = 22.17 \pm 0.04\text{MeV}$ e com uma largura de $\Gamma = 8.5 \pm 0.1\text{MeV}$. Este pode ser um estado em 23MeV (ver Fig. 6.2) cuja largura foi medida aqui.

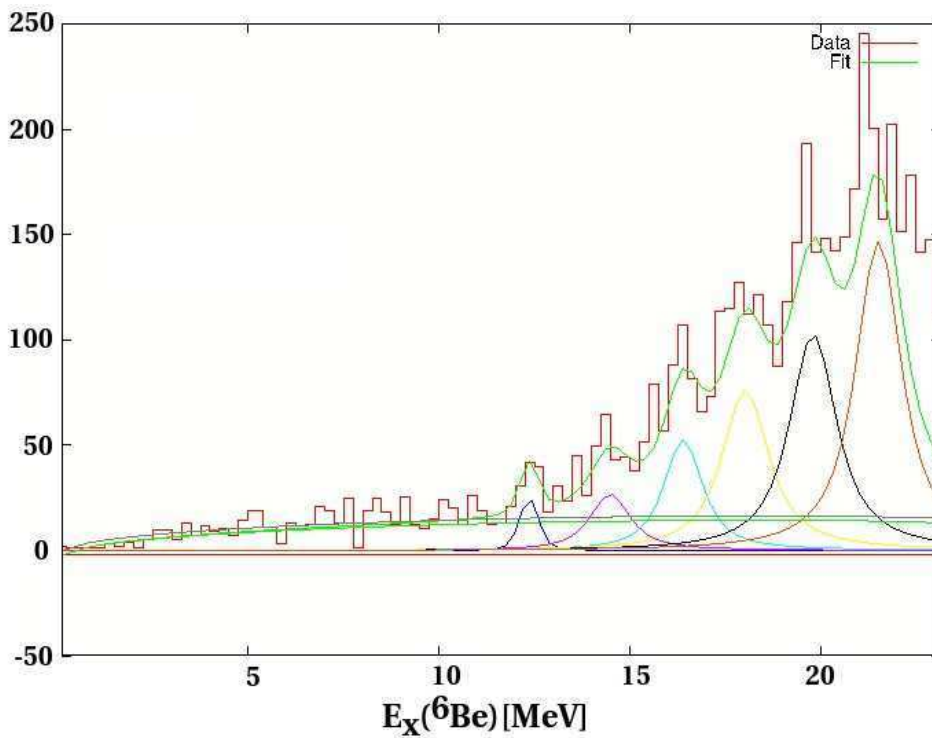


Figura 7.5: Espectro das partículas α emitidas da reação ${}^3\text{He}({}^7\text{Be}, \alpha){}^6\text{Be}$ como uma função da energia de excitação do ${}^6\text{Be}$. O ajuste foi obtido por programa de procura automática.

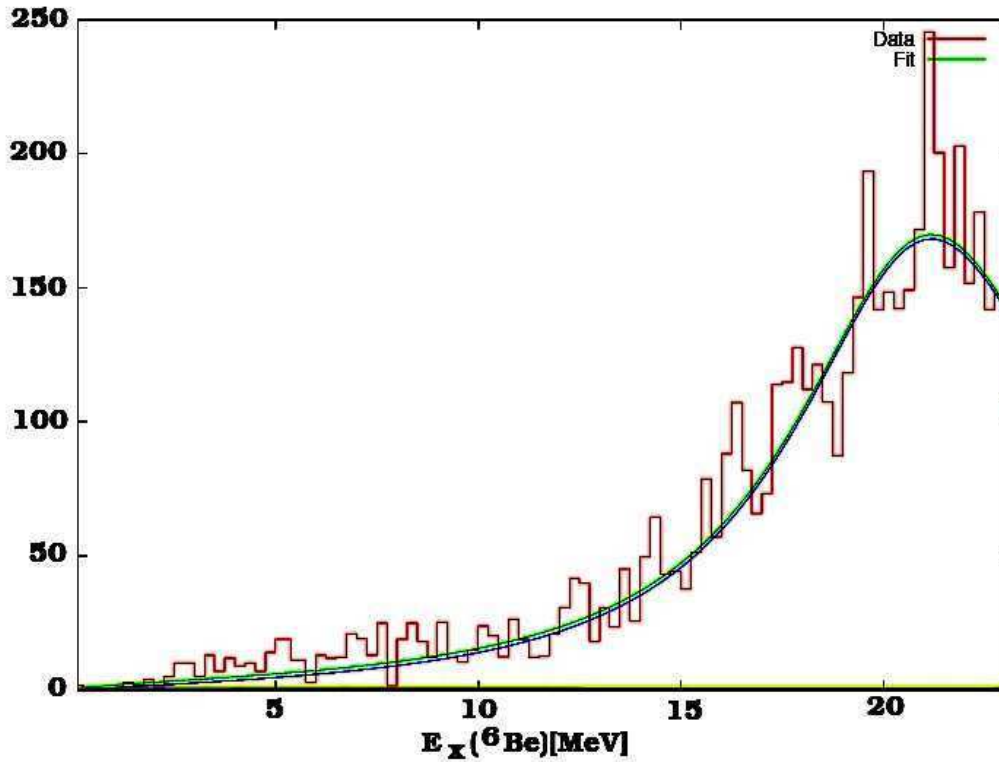


Figura 7.6: Ajuste ao espectro das partículas α emitidas da reação ${}^3\text{He}({}^7\text{Be}, \alpha){}^6\text{Be}$ como uma função da energia de excitação do ${}^6\text{Be}$ considerando um pico só.

Pico	Normalização N	Largura Γ [MeV]	Energia E_r [MeV]
lorentziana 1	2.9 ± 0.7	0.20 ± 0.12	12.37 ± 0.05
lorentziana 2	8.0 ± 1.3	1.08 ± 0.18	14.48 ± 0.08
lorentziana 3	15.0 ± 2.2	1.01 ± 0.14	16.40 ± 0.04
lorentziana 4	27 ± 4	1.31 ± 0.20	18.03 ± 0.04
lorentziana 5	36.7 ± 4.0	1.33 ± 0.14	19.81 ± 0.03
lorentziana 6	51.2 ± 1.5	1.29 ± 0.03	21.52 ± 0.01
*lorentziana 1	350 ± 5	8.5 ± 0.1	22.17 ± 0.04

Tabela 7.1: Dados do ajuste da figura 7.5. (*) Dados do ajuste considerando o espectro como um pico só (ver Fig. 7.6). Onde N é a normalização para a lorentziana, Γ é a largura da lorentziana e E_r é a sua posição.

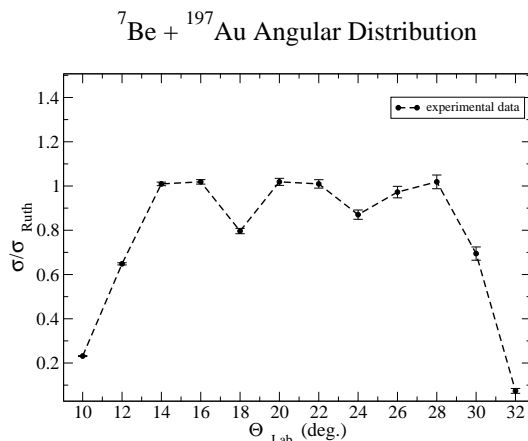


Figura 7.7: Distribuição angular para a reação ${}^7\text{Be} + {}^{197}\text{Au}$ usando o ângulo sólido constante de 9.5msr

7.3 Determinação do ângulo sólido de detecção ($\Delta\Omega$)

Realizou-se também medições com um alvo de ${}^{197}\text{Au}$. Na Fig. 7.7 mostra-se o espalhamento elástico ${}^7\text{Be} + {}^{197}\text{Au}$ nos ângulos de laboratório da presente experiência. A distribuição angular foi obtida a partir de um espectro para o ângulo de espalhamento versus energia do ${}^7\text{Be} + {}^{197}\text{Au}$ similar ao da figura 7.2 traçando-se faixas nos ângulos de espalhamento $\theta \pm 0.5^\circ$ e projetando no eixo de energia. A queda em torno de 10° e 30° é devida aos limites do detector. Realizou-se uma simulação Monte-Carlo para reproduzir esta distribuição angular. A comparação da distribuição angular na Fig. 7.7 com a simulação Monte-Carlo mostra-se na Fig. 7.8 e pode-se observar um bom acordo com os dados.

7.4 Distribuições angulares

Na Fig. 7.9 mostra-se as distribuições angulares obtidas para os possíveis estados para cada um dos picos ajustados da Fig. 7.5. Na Fig. 7.10 mostramos a distribuição angular obtida considerando o número total de contagens no espectro, ou seja supondo a existência de um único pico largo em 22MeV.

Na Fig. 7.10 mostramos um cálculo de DWBA para a reação de transferência ${}^3\text{He}({}^7\text{Be}, \alpha){}^6\text{Be}$. Neste cálculo, foi considerado apenas um estado excitado de ${}^6\text{Be}$ próximo ao limiar ${}^3\text{He}-{}^3\text{He}$. A seção de choque foi normalizada pra reproduzir os dados. O resultado concorda razoavelmente com os

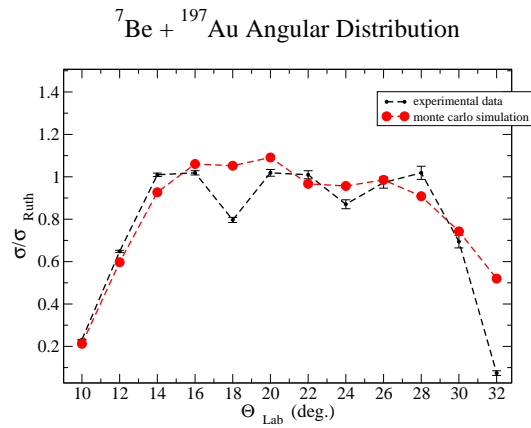


Figura 7.8: Simulação Monte Carlo para a distribuição angular da reação ${}^7\text{Be} + {}^{197}\text{Au}$.

Angular distributions corresponding to the peaks seen in the α -particles

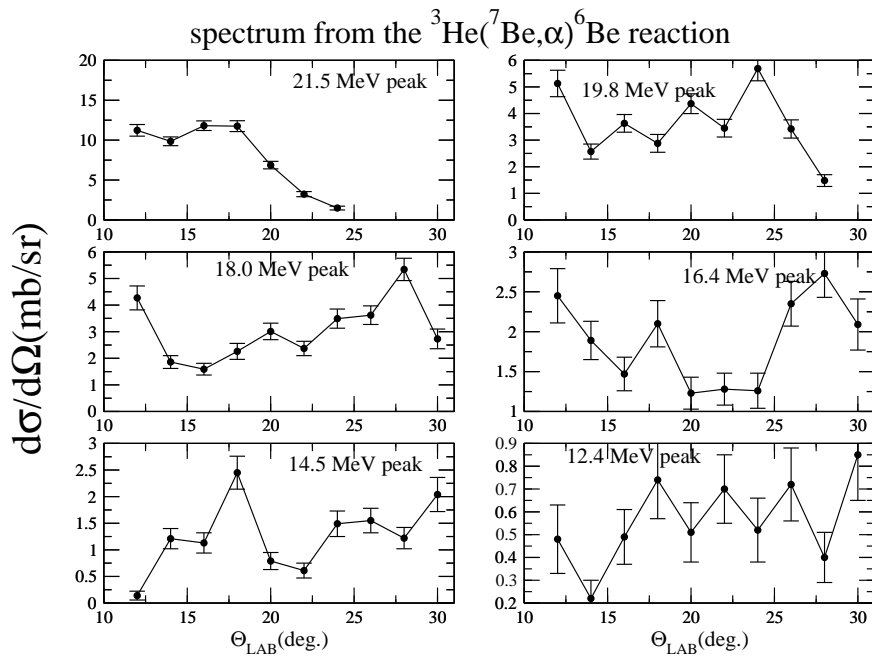


Figura 7.9: Distribuição angular correspondentes para os picos observados na Fig. 7.5 para a reação ${}^3\text{He}({}^7\text{Be}, \alpha){}^6\text{Be}$.

dados considerando-se a forma da distribuição angular.

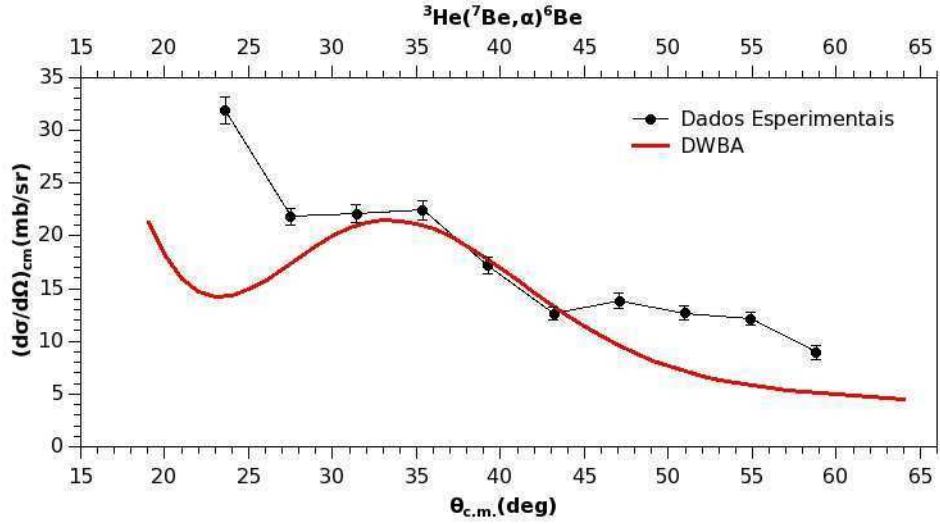


Figura 7.10: Cálculo DWBA para distribuição angular das partículas α integradas em energia para a reação ${}^3\text{He}({}^7\text{Be}, \alpha){}^6\text{Be}$ (ver Fig. 7.6).

```

he3(7be,alfa)be6 DWBA Elab=47.88MeV
NAMELIST
&FRESCO
    hcm=0.02 rmatch=20.000 rintp=0.04 hnl=0.002
    rnl=12 centre=0.00 rsp=0.0 jtmin=0.0 jtmax=50
    absend=-1. dry=F jump(1:6:1)=0 0 0 0 0 0 jbord(1:6)=
    0 0 0 0 0 0 thmin=19.00 thmax=64.00
    thinc=1.00 cutl=10.00 cutc=0.00 ips=0.02 it0=1 iter=1
    iblock=1 pralpha=F pade=0 nnu=24 chans=1 smats=2
    xstabl=2 pel=1 exl=1 lab=1 lin=1 lex=1 elab(1:4)=
    47.88 0 0 0 nlab(1:3)=0 0 0 fatal=T nosol=F
    psiren=F unitmass=1.000 finec=137.03599d0 /

&PARTITION namep='7Be' massp=7.0169292 zp=4 namet='3He'
    masst=3.016049 zt=2 qval=0.00 pwf=F nex=1 /
&STATES jp=1.5 bandp=-1 ep=0.0000 cpot=6 jt=0.5
    bandt=1 et=0.0000 fexch=F /

&PARTITION namep='4He' massp=4.0026032497 zp=2 namet='6Be'
    masst=6.019726 zt=4 qval=9.901 pwf=F nex=1 /
&STATES jp=0. bandp=1 ep=0.0 cpot=2 jt=0.0
    bandt=1 et=0.0 fexch=F /

&partition /

&POT kp=6 itt=F ap=7.000 at=3.00 rc=1.4 /
&POT kp=6 type=1 shape=9 itt=F p1=1.0 p2=0.6 /

&POT kp=2 itt=F ap=4.000 at=6.000 rc=1.3 /
&POT kp=2 type=1 shape=9 itt=F p1=1.0 p2=0.6 /

&POT kp=3 itt=F ap=3.0 at=4.0 rc=1.25 /
&POT kp=3 type=1 shape=0 itt=F p1=1.0 p2=1.25 p3=0.65/

&POT kp=4 itt=F ap=3.0 at=3.000 rc=1.25 /
&POT kp=4 type=1 shape=0 itt=F p1=1.0 p2=1.25 p3=0.65 /

&POT kp=5 itt=F ap=4.000 at=3.000 rc=1.6 /
&POT kp=5 type=1 shape=9 itt=F p1=1.0 p2=0.6 /

&pot /

&OVERLAP kn1=1 ic1=2 ic2=1 in=1 nn=2 l=1 sn=0.5 j=1.5 kbpot=3 be=1.58 isc=1 ipc=3 /
&OVERLAP kn1=2 ic1=1 ic2=2 in=2 kind=3 nn=2 l=0 sn=0.5 ia=1 ib=1 j=0.0 kbpot=4 be=0.0 isc=1 ipc=3 /

&overlap /

&COUPLING icto=2 icfrom=1 kind=7 ip1=0 ip2=-1 ip3=5 /

&CFP in=1 ib=1 ia=1 kn=1 a=1.45 /
&CFP in=2 ib=1 ia=1 kn=2 a=2.35 /

&cfp /

&coupling /

```

Figura 7.11: "Input" utilizado no cálculo de transferência [Perey 1976, Pereira 2009, Condori 2007].

CAPÍTULO 8

Conclusões

Este trabalho consiste de 2 partes: na primeira parte foram realizadas medidas da função de excitação da reação ${}^6\text{He} + p$ com feixe de ${}^6\text{He}$ produzido no RIBRAS, e utilizando pela primeira vez o conjunto de 2 solenóides. Na segunda parte foi feito um estudo espectroscópico do núcleo ${}^6\text{Be}$ através da reação ${}^3\text{He}({}^7\text{Be},\alpha){}^6\text{Be}$, com feixe de ${}^7\text{Be}$ produzido no laboratório CRIB-RIKEN no Japão.

Na primeira parte utilizamos a reação ${}^6\text{He} + p$ para estudar o sistema composto ${}^7\text{Li}$. O feixe secundário de ${}^6\text{He}$ produzido foi no RIBRAS e purificado consideravelmente (92%) se comparado ao obtido em trabalhos anteriores em que se utilizou somente um dos solenóides (16%).

A intensidade do feixe de ${}^6\text{He}$ no alvo secundário era da ordem de 1000pps com resolução em energia de FWHM= 1MeV. Utilizamos um alvo grosso de $12\text{mg}/\text{cm}^2$ de CH_2 , que é suficientemente espesso para parar o feixe de ${}^6\text{He}$, mas é transparente às partículas leves p,d,t e α produzidas nas reações $p({}^6\text{He},p)$, $p({}^6\text{He},\alpha)t$. Conseguiu-se identificar o estado excitado de 11.2MeV, $J^\pi = \frac{3}{2}^-$ do ${}^7\text{Li}$ que aparece como uma ressonância nos espectros correspondentes as reações $p({}^6\text{He},p)$ e $p({}^6\text{He},\alpha)$. Este estado é um estado análogo isobárico(IAS) do estado fundamental do núcleo exótico ${}^7\text{He}$. Identificou-se ainda um outro pico nos espectros de $p({}^6\text{He},p)$ em torno de 11.5MeV, que poderia ser um estado excitado do ${}^7\text{He}$ próximo ao estado fundamental.

A existência de um estado excitado foi medida em [Markenroth 2001, Meister 2002] e rebatida por Rogachev et al.[Rogachev 2004] numa experiência na qual se detectava gamas da reação $p({}^6\text{He},n){}^6\text{Li}^*$.

Ainda nesta parte do trabalho, obtivemos as larguras destes estados por meio de um ajuste dos espectros de prótons e alfas por funções de Breit-Wigner. Além disso, realizamos cálculos utilizando um modelo simples de potencial, que foi ajustado de modo a reproduzir o estado do ${}^7\text{Li}$ em 11.2MeV de energia de excitação. A largura obtida pelo modelo de potencial está de acordo com a medida experimentalmente.

Uma segunda experiência foi realizada em novembro de 2012, em que medimos funções de excitação do espalhamento elástico $p({}^6\text{He},p)$ em três ângulos: zero, 20 e 25 graus no laboratório. Nesta experiência obtivemos uma estatística muito superior à primeira experiência e pudemos observar claramente o pico correspondente ao estado 11.2MeV do ${}^7\text{Li}$ nos 3 ângulos medidos. A

posição e largura da ressonância foram confirmados e não vimos o segundo pico em 11.5MeV. Com a medida da distribuição angular identificamos $\ell = 3$ ou $\ell = 4$ como sendo o momento angular deste estado, que corresponde ao estado fundamental do ${}^7\text{He}$. Como a paridade do estado é negativa, concluímos que $\ell = 3$ deve ser o valor do momento angular orbital. Isto leva a um modelo em que o ${}^7\text{He}$ é formado por um caroço de ${}^6\text{He}$ excitado no estado 2^+ + um nêutron em um estado $\ell = 3$.

Na segunda parte deste trabalho foi feita uma medida da reação de transferência ${}^3\text{He}({}^7\text{Be},\alpha){}^6\text{Be}$ no sistema CRIB-RIKEN(Japão) utilizando-se feixe de ${}^7\text{Be}$ em $E = 53.4\text{MeV}$ e alvo gasoso de ${}^3\text{He}$. Obteve-se um espectro de partículas α emitidas da reação em coincidência com as partículas do decaimento do recuo ${}^6\text{Be}$. Foram observados picos que poderiam ser estados do ${}^6\text{Be}$, entretanto, as larguras obtidas são muito pequenas, colocando dúvida sobre sua existência. Um pico largo em $E_{exc} = 22.17(4)\text{MeV}$ com uma largura de $\Gamma = 8.5(1)\text{MeV}$ foi observado. A largura deste estado foi medida pela primeira vez aqui. Obtivemos as distribuições angulares destes estados. As distribuições angulares dos picos individuais não mostram nenhuma estrutura notável mas, a distribuição do pico largo em 22.17 MeV tem uma estrutura que foi bem reproduzida por um cálculo de DWBA ("Distorted Waves Born Approximation").

Não observamos nenhuma ressonância próxima ao limiar ${}^3\text{He}-{}^3\text{He}$, o que poderia ter consequências na taxa de reação da captura ${}^3\text{He}+{}^3\text{He}$, importante no ciclo p-p Solar.

Bibliografia

- [Abramowitz 1965] M. Abramowitz and I. A. Stegun. Handbook of mathematical functions with formulas, graphs and mathematical tables. Superintendent of Documents, U.S. Government Printing Office, 1965. (Cited on page 7.)
- [Adahchour 2006] A. Adahchour and P. Descouvemont. *Core excitations in and*. Physics Letters B, vol. 639, no. 5, pages 447 – 450, 2006. (Cited on pages [xiv](#) and [97](#).)
- [Adelberger 2011] E. G. Adelberger, A. García, R. G. Hamish Robertson, K. A. Snover, A. B. Balantekin, K. Heeger, M. J. Ramsey-Musolf, D. Bemmerer, A. Junghans, C. A. Bertulani, J.-W. Chen, H. Costantini, P. Prati, M. Couder, E. Uberseder, M. Wiescher, R. Cyburt, B. Davids, S. J. Freedman, M. Gai, D. Gazit, L. Gialanella, G. Imbriani, U. Greife, M. Hass, W. C. Haxton, T. Itahashi, K. Kubodera, K. Langanke, D. Leitner, M. Leitner, P. Vetter, L. Winslow, L. E. Marcucci, T. Motobayashi, A. Mukhamedzhanov, R. E. Tribble, Kenneth M. Nollett, F. M. Nunes, T.-S. Park, P. D. Parker, R. Schiavilla, E. C. Simpson, C. Spitaleri, F. Strieder, H.-P. Trautvetter, K. Suemmerer and S. Typel. *Solar fusion cross sections. II. The pp chain and CNO cycles*. Rev. Mod. Phys., vol. 83, pages 195–245, Apr 2011. (Cited on page [102](#).)
- [Alonso 1973] Marcelo Alonso and Henry Valk. Quantum mechanics: Principles and applications. ADDISON-WESLEY PUBLISHING COMPANY, 1973. (Cited on page [10](#).)
- [Amadio] Guilherme Amadio. *Xfit - Manual do usuário*. Comunicação privada. (Cited on pages [xii](#), [64](#), [70](#), [71](#) and [115](#).)
- [Bertulani 2003] C.A. Bertulani. *RADCAP: A potential model tool for direct capture reactions*. Computer Physics Communications, vol. 156, no. 1, pages 123 – 141, 2003. (Cited on pages [xii](#), [12](#), [70](#) and [71](#).)
- [Bevington 2003] Philip R. Bevington and D. Keith Robinson. Data reduction and error analysis for the physical sciences. McGraw-Hill, 2003. (Cited on page [64](#).)
- [Bonetti 1999] R. Bonetti, C. Brogini, L. Campajola, P. Corvisiero, A. D'Alessandro, M. Dessalvi, A. D'Onofrio, A. Fubini, G. Gervino,

- L. Gialanella, U. Greife, A. Guglielmetti, C. Gustavino, G. Imbriani, M. Junker, P. Prati, V. Roca, C. Rolfs, M. Romano, F. Schuemann, F. Strieder, F. Terrasi, H. P. Trautvetter and S. Zavatarelli. *First Measurement of the ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p){}^4\text{He}$ Cross Section down to the Lower Edge of the Solar Gamow Peak*. Phys. Rev. Lett., vol. 82, no. 26, pages 5205–5208, Jun 1999. (Cited on page 102.)
- [car] *Exploring the Nuclear Landscape*. <http://www.pas.rochester.edu/~cline/Research/sciencehome.htm>. Acesso em: 12/09/2012. (Cited on pages ix and 3.)
- [Condori 2007] Rubén Pampa Condori. *Obtenção de fatores espectroscópicos de reações (${}^3\text{He}, d$) utilizando o potencial de São Paulo*. Master's thesis, São Paulo, 2007. (Cited on pages xv and 121.)
- [de Faria 2008] Pedro Neto de Faria. *Estudo do Espalhamento Elástico e Reações de Feixes Secundários de Núcleos Exóticos*. PhD thesis, São Paulo, 2008. (Cited on page 51.)
- [Descouvemont 2010] P Descouvemont and D Baye. *The R -matrix theory*. Reports on Progress in Physics, vol. 73, no. 3, page 036301, 2010. (Cited on page 19.)
- [Joachin 1975] Charles. J. Joachin. *Quantum collision theory*. North-Holland Physics Publishing, 1975. (Cited on page 6.)
- [Junior 2009] Djalma Rosa Mendes Junior. *Estudo da Reação ${}^8\text{Li}(p, \alpha){}^5\text{He}$ com Feixe Radioativo de ${}^8\text{Li}$* . PhD thesis, São Paulo, 2009. (Cited on pages 51 and 62.)
- [Junker 1998] M. Junker, A. D'Alessandro, S. Zavatarelli, C. Arpesella, E. Bellotti, C. Brogini, P. Corvisiero, G. Fiorentini, A. Fubini, G. Gervino, U. Greife, C. Gustavino, J. Lambert, P. Prati, W. S. Rodney, C. Rolfs, F. Strieder, H. P. Trautvetter and D. Zahnw. *Cross section of ${}^3\text{He}({}^3\text{He}, 2p){}^4\text{He}$ measured at solar energies*. Phys. Rev. C, vol. 57, pages 2700–2710, May 1998. (Cited on page 102.)
- [Kuramoto 2003] Renato Yoichi Ribeiro Kuramoto. *Espectroscopia do ${}^6\text{Li}$ utilizando a reação ${}^3\text{He}({}^7\text{Li}, \alpha){}^6\text{Li}$* . Master's thesis, São Paulo, 2003. (Cited on page 64.)
- [Kuramoto 2004] R. Kuramoto, R. Lichtenthäler, A. Lépine-Szily, V. Guimarães, G. F. Lima, E. Benjamim and P. N. de Faria. *Spectroscopy of ${}^6\text{Li}$ Using the ${}^3\text{He}({}^7\text{Li}, \alpha){}^6\text{Li}$ Reaction*. Brazilian

- Journal of Physics, vol. 34, no. 3A, pages 933–935, Oct 2004. (Cited on pages 103 and 115.)
- [laf] *LABORATÓRIO ABERTO DE FÍSICA NUCLEAR - LAFN*. <http://www.dfn.if.usp.br/pagina-lafn/index.html>. Acesso em: 10/07/2012. (Cited on pages ix, 25, 27 and 28.)
- [Lane 1958] A. M. Lane and R. G. Thomas. *R-Matrix Theory of Nuclear Reactions*. Rev. Mod. Phys., vol. 30, pages 257–353, Apr 1958. (Cited on pages 16 and 19.)
- [Lee] Mu Young Lee. *TWINSOL: A DUAL SUPERCONDUCTING SOLENOID ION-OPTICAL SYSTEM FOR THE PRODUCTION AND STUDY OF LOW-ENERGY RADIOACTIVE NUCLEAR BEAM REACTIONS*. PhD thesis. (Cited on page 51.)
- [Leo 1994] W.R. Leo. Techniques for nuclear and particle physics experiments. a how-to approach. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 1994. (Cited on page 48.)
- [Lichtenthäler 2005] R. Lichtenthäler, A. Lépine-Szily, V. Guimarães, C. Perego, V. Placco, O. Camargo jr., R. Denke, P. de Faria, E. Benjamim, N. Added, G. Lima, M. Hussein, J. Kolata and A. Arazi. *Radioactive Ion beams in Brazil (RIBRAS)*. The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei, vol. 25, pages 733–736, 2005. 10.1140/epjad/i2005-06-043-y. (Cited on page 25.)
- [Markenroth 2001] K. Markenroth, M. Meister, B. Eberlein, D. Aleksandrov, T. Aumann, L. Axelsson, T. Baumann, M.J.G. Borge, L.V. Chulkov, W. Dostal, Th.W. Elze, H. Emling, H. Geissel and A. Gr $^8\text{He} \hat{=} ^6\text{He}$: a comparative study of nuclear fragmentation reactions. Nuclear Physics A, vol. 679, no. 3â4, pages 462 – 480, 2001. (Cited on pages 70 and 123.)
- [Meister 2002] M. Meister, K. Markenroth, D. Aleksandrov, T. Aumann, L. Axelsson, T. Baumann, M. J. G. Borge, L. V. Chulkov, W. Dostal, B. Eberlein, Th. W. Elze, H. Emling, C. Forssén, H. Geissel, M. Hellström, R. Holzmann, B. Jonson, J. V. Kratz, R. Kulesa, Y. Leifels, A. Leistenschneider, I. Mukha, G. Münzenberg, F. Nickel, T. Nilsson, G. Nyman, A. Richter, K. Riisager, C. Scheidenberger, G. Schrieder, H. Simon, O. Tengblad and M. V. Zhukov. *Evidence for a New Low-Lying Resonance State in ^7He* . Phys. Rev. Lett., vol. 88, page 102501, Feb 2002. (Cited on pages 70 and 123.)

- [Morlock 1997] R. Morlock, R. Kunz, A. Mayer, M. Jaeger, A. Müller, J. W. Hammer, P. Mohr, H. Oberhummer, G. Staudt and V. Kölle. *Halo Properties of the First $1/2^+$ State in ^{17}F from the $^{16}\text{O}(p,\gamma)^{17}\text{F}$ Reaction*. Phys. Rev. Lett., vol. 79, pages 3837–3840, Nov 1997. (Cited on page 14.)
- [Ozawa 2000] A. Ozawa, T. Kobayashi, T. Suzuki, K. Yoshida and I. Tanihata. *New Magic Number, $N = 16$, near the Neutron Drip Line*. Phys. Rev. Lett., vol. 84, pages 5493–5495, Jun 2000. (Cited on page 2.)
- [Pereira 2009] D. Pereira, J. Lubian, J.R.B. Oliveira, D.P. de Sousa and L.C. Chamon. *An imaginary potential with universal normalization for dissipative processes in heavy-ion reactions*. Physics Letters B, vol. 670, no. 4â5, pages 330 – 335, 2009. (Cited on pages xv and 121.)
- [Perey 1976] C.M. Perey and F.G. Perey. *Compilation of phenomenological optical-model parameters 1954â1975*. Atomic Data and Nuclear Data Tables, vol. 17, no. 1, pages 1 – 101, 1976. (Cited on pages xv and 121.)
- [Rogachev 2004] G. V. Rogachev, P. Boutachkov, A. Aprahamian, F. D. Becchetti, J. P. Bychowski, Y. Chen, G. Chubarian, P. A. DeYoung, V. Z. Goldberg, J. J. Kolata, L. O. Lamm, G. F. Peaslee, M. Quinn, B. B. Skorodumov and A. Wöhr. *Analog States of ^7He Observed via the $^6\text{He}(p, n)$ Reaction*. Phys. Rev. Lett., vol. 92, page 232502, Jun 2004. (Cited on pages 14, 68 and 123.)
- [Rolfs 1988] Claus E. Rolfs and William S. Rodney. *Cauldrons in the cosmos*. The University of Chicago Press, 1988. (Cited on page 101.)
- [Satchler 1983] G. R. Satchler. *Direct nuclear reactions*. Oxford University Press, New York, 1983. (Cited on page 19.)
- [Schechter 2007] H. Schechter and C. A. Bertulani. *Introdução à física nuclear*. Editora UFRJ, 2007. (Cited on page 82.)
- [Sitenko 1990] A. G. Sitenko. *Theory of nuclear reactions*. World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 1990. (Cited on page 19.)
- [Tanihata 1985] I. Tanihata, H. Hamagaki, O. Hashimoto, Y. Shida, N. Yoshikawa, K. Sugimoto, O. Yamakawa, T. Kobayashi and N. Takahashi. *Measurements of Interaction Cross Sections and Nuclear Radii in the Light p -Shell Region*. Phys. Rev. Lett., vol. 55, pages 2676–2679, Dec 1985. (Cited on page 2.)

- [Thompson 1988] Ian J. Thompson. *Coupled reaction channels calculations in nuclear physics*. Computer Physics Reports, vol. 7, no. 4, pages 167 – 212, 1988. (Cited on page 19.)
- [Thompson 2009] Ian J. Thompson and Filomena M. Nunes. Nuclear reactions for astrophysics. Cambridge University Press, 2009. (Cited on page 6.)
- [Tilley 2002] D. R. Tilley, C. M. Cheves, J. L. Godwin, G. M. Hale, H. M. Hofmann, J. H. Kelley, C. G. Sheu and H. R. Weller. *Energy levels of light nuclei $A=5, 6, 7$* . Nuclear Physics A, vol. 708, no. 1-2, pages 3 – 163, 2002. (Cited on pages x, xi, xiv, 41, 42, 58, 68, 70, 89, 104 and 113.)
- [Yamagata 2005] T. Yamagata, H. Akimune, S. Nakayama, M. Fujiwara, K. Fushimi, M. B. Greenfield, K. Hara, K. Y. Hara, H. Hashimoto, K. Ichihara, K. Kawase, M. Kinoshita, Y. Matsui, K. Nakanishi, M. Ohta, A. Shiokawa, M. Tanaka, H. Utsunomiya and M. Yosoi. *Di-trinucleon cluster resonances in $A = 6$ isobar nuclei*. Phys. Rev. C, vol. 71, page 064316, Jun 2005. (Cited on pages 115 and 116.)