UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO
INSTITUTO DE FÍSICA

SBI-IFUSP

305M810T3810

**Medidas de Seções de Choque de
Reações Nucleares Utilizando Prótons
com Energias Menores que 30 MeV**

Francis Bringas Gutiérrez

Orientador: Prof. Dr. Iuda Dawid Goldman vel Lejbman

**TESE DE DOUTORAMENTO
submetida ao
Instituto de Física da
Universidade de São Paulo**

INSTITUTO DE FÍSICA

Serviço de Biblioteca e Informação

Tombo: 3810
ex. 1

BANCA EXAMINADORA:

Prof. Dr. Iuda Dawid Goldman vel Lejbman	(IFUSP)
Prof. Dr. Mahir Saleh Hussein	(IFUSP)
Prof. Dr. Mauro da Silva Dias	(IPEN)
Prof. Dr. Nelson Canzian da Silva	(UFSC)
Prof ^a . Dr ^a . Thereza Borello Lewin	(IFUSP)

São Paulo
2003

Prof. Armando Corbani Ferraz
Presidente da Comissão de Pós Graduação

B858m
D
ex. 1

FICHA CATALOGRÁFICA

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

Bringas Gutiérrez, Francis

Medidas de Seções de Choque de Reações Nucleares
utilizando Prótons com Energias menores que 30 MeV.
São Paulo, 2003

Tese (Doutoramento) Universidade de São Paulo
Instituto de Física. Departamento de Física Experimental

Orientador: Prof. Dr. Iuda Dawid Goldman vel Lejbman
Área de Concentração: Física

Unitermos: 1. Reações Nucleares;
2. Seções de Choque;
3. Espectroscopia Gama;
4. Radioatividade Residual.

USP/IF/SBI-023/2003

A mis padres, Maria Elena y Emilio.

A mi esposa, Mayrin.

A Sofia.

Agradecimentos

Quero agradecer em primeiro lugar aos meus pais, Maria Elena e Emilio que tanto me incentivaram a estudar desde criança e que como ninguém esperaram por este momento.

Ao professor Iuda Dawid Goldman vel Lejbman pela orientação e o apoio durante todos estes anos, e pela amizade.

Ao professor João Dias de Toledo Arruda Neto que impulsionou a colaboração que me trouxe nesta aventura.

Ao professor Manoel Tiago Freitas da Cruz pela atenção e o tempo dedicado à discussão de questões teóricas.

Aos professores Paulo Reginaldo Pascholati, Otaviano Augusto Marcondes Helene e Vito Roberto Vanin pela ajuda na aplicação das técnicas experimentais e na parte estatística.

A meu amigo Joel Mesa Hormaza que começou esta aventura junto comigo muito antes de chegarmos ao Brasil.

Aos meus amigos da sala, Marcelo Takeshi Yamashita, Rogério Tramontano e Gilson da Silva pela ajuda, pela colaboração e também pelas discussões, as vezes acaloradas, as vezes sobre Física.

A todos os colegas do Linear, especialmente a Juan Yuri Zevallos Chaves e Ruy Morgado de Castro pela ajuda com os procedimentos experimentais e com a edição e correção da tese.

Ao pessoal do IPEN, Valdir Sciani e Luiz Carlos do Amaral Sumiya, pela boa vontade na irradiação das amostras.

A Rita Tereza dos Santos pela ajuda com a preparação das amostras.

A Roberto da Rocha Lima pelo projeto do recipiente das amostras.

Ao pessoal da eletrônica, Alexandre, Cacá, Renato e Edu pela ajuda para manter funcionando o sistema de aquisição.

Às secretarias do Laboratório Vera Beatriz Canteiro, Inês Lopes Figueira, Terezinha Maria da Silva Faracini e Sandra Martins dos Santos sempre prontas a ajudar.

Aos meus amigos brasileiros, chilenos, cubanos (e de outros países) que não me atrevo a enumerar pelo risco de esquecer alguém, mas cuja amizade foi fundamental para chegar até aqui.

A Mayrin pela coragem, por tudo o que ela sabe e pela Sofia.

Ao Instituto de Física da Universidade de São Paulo e ao Laboratório do Acelerador Linear pela oportunidade oferecida para que eu pudesse desenvolver este trabalho.

Ao CNPq pelo auxílio financeiro.

Resumo

Alvos naturais de Mg, Al, Si, Cr, Ti, Ni e Zr foram irradiados com prótons e as seções de choque para várias reações nucleares foram determinadas a energias inferiores a 30 MeV. As irradiações foram efetuadas nos ciclotrons *CV-28* e *CYCLONE 30* do IPEN, que possuem energia nominal de 24 e 30 MeV, respectivamente. O feixe de prótons foi monitorado por meio de lâminas de Cu ou a partir da formação de núclídeos na própria amostra com seção de choque conhecida para as energias utilizadas. Especial interesse foi dedicado às reações raras do tipo $(p, 2\alpha)$ e $(p, {}^3\text{H})$ das quais existem, em geral, poucos dados publicados, principalmente para energias próximas do limiar.

A determinação da seção de choque foi realizada a partir da medida da atividade residual dos produtos pelo método de espectroscopia gama simples. Um detector HPGe com resolução menor que 2 keV foi utilizado.

Devido ao valor reduzido da seção de choque das reações de interesse no intervalo de energia considerado, uma análise estatística cuidadosa dos dados foi necessária. Es áreas reduzidas dos picos detectados precisaram da quantificação, em alguns casos, da contribuição de núclídeos formados na própria amostra por outras reações, a partir de impurezas ou provenientes do fundo radioativo.

Entre os produtos obtidos encontram-se os núclídeos ${}^{22}\text{Na}$, ${}^{26}\text{Al}$, ${}^{44}\text{Ti}$, e ${}^{54}\text{Mn}$. A detecção de ${}^{26}\text{Al}$ nas amostras de Al e Si, permitiu estimar os limites do método proposto para o estudo de reações raras de interesse astrofísico.

No total, são apresentados neste trabalho 72 valores de seção de choque. Desse total, 21 dados são apresentados pela primeira vez ou foram obtidos pela primeira vez pelo método proposto ou às energias estudadas. Os resultados mais importantes referem-se às reações ${}^{29}\text{Si}(p, 2\alpha){}^{22}\text{Na}$, ${}^{53}\text{Cr}(p, 2\alpha){}^{46}\text{Sc}$, ${}^{46}\text{Ti}(p, {}^3\text{H}){}^{44}\text{Ti}$, ${}^{58}\text{Ni}(p, {}^3\text{H}){}^{56}\text{Ni}$ e ${}^{90}\text{Zr}(p, {}^3\text{H}){}^{88}\text{Zr}$.

Os resultados foram comparados com valores publicados na literatura e com o resultado do cálculo realizado a partir de modelos teóricos conhecidos, permitindo a obtenção de conclusões relativas ao método experimental, assim como aos mecanismos da reação envolvidos.

1
2
3
4
5
6
7
8
9
10
11
12
13
14
15
16
17
18
19
20
21
22
23
24
25
26
27
28
29
30
31
32
33
34
35
36
37
38
39
40
41
42
43
44
45
46
47
48
49
50
51
52
53
54
55
56
57
58
59
60
61
62
63
64
65
66
67
68
69
70
71
72
73
74
75
76
77
78
79
80
81
82
83
84
85
86
87
88
89
90
91
92
93
94
95
96
97
98
99
100

Abstract

Natural targets of Mg, Al, Si, Cr, Ti, Ni and Zr were irradiated with protons and the cross section for several reactions were determined for incident energies up to 30 *MeV*. The irradiations were performed at the *CV-28* and *CYCLONE 30* cyclotrons from the IPEN, which have nominal energies of 24 and 30 *MeV*, respectively. The proton beams were monitored by copper foils or by the nuclide formation in the irradiated targets with known cross sections for the used energy. Special interest was dedicated to rare reactions of the (p,2 α) and (p, ^3H) kind, from which we have a few published data, mainly for energies near the threshold.

The cross section determination was accomplished by the residual activities measurement of the reaction products by the simple gamma spectroscopy method using an HPGe detector with resolution better than 2 *keV*.

Due to the low value of the cross section for the considered reactions, a careful statistical analysis of the obtained data was needed. The small areas of the detected peaks required the quantification of the contributions of nuclides produced by other reactions, from contaminants or from the radioactive background.

Among others, the ^{22}Na , ^{26}Al , ^{44}Ti , and ^{54}Mn products have been detected. The detection of ^{26}Al in the Al and Si targets allow the estimation of the limits of the proposed method for the study of astrophysical interest reaction.

In total, 72 cross section values are being presented. Out of this amount, 21 are being presented for the first time or have been obtained for the first time by the method or for the studied energies. The most important results refer to the $^{29}\text{Si}(p,2\alpha)^{22}\text{Na}$, $^{53}\text{Cr}(p,2\alpha)^{46}\text{Sc}$, $^{46}\text{Ti}(p,^3\text{H})^{44}\text{Ti}$, $^{58}\text{Ni}(p,^3\text{H})^{56}\text{Ni}$ and $^{90}\text{Zr}(p,^3\text{H})^{88}\text{Zr}$ reactions.

The results have been compared to published values and calculations using known theoretical models, allowing the achievement of conclusions related to the experimental method, as well as the reaction mechanism involved.

2

2

2

2

2

Índice

CAPÍTULO 1. INTRODUÇÃO	1
§ 1.1 Aplicações dos Dados de Seção de Choque	1
§ 1.2 Reações Induzidas em Al	5
§ 1.3 Reações Induzidas em Si	8
§ 1.4 Reações Induzidas em Mg	10
§ 1.5 Reações Induzidas em Cr	11
§ 1.6 Reações Induzidas em Ti	13
§ 1.7 Reações Induzidas em Ni	15
§ 1.8 Reações Induzidas em Zr	18
§ 1.9 Resumo das Experiências Apresentadas neste Trabalho	19
 CAPÍTULO 2. MÉTODO EXPERIMENTAL E CÁLCULO TEÓRICO DAS FUNÇÕES DE EXCITAÇÃO	 21
§ 2.1 Medidas por Atividade Residual	21
§ 2.2 Preparação das Amostras	25
§ 2.3 Sistema de Aquisição	31
§ 2.4 Calibrações Iniciais	32
§ 2.5 Calibração de Energia	34
§ 2.6 Calibração de Eficiência	36
§ 2.7 Determinação da Energia e Corrente Integrada do Feixe de Prótons	43
§ 2.8 Cálculo das Seções de Choque a partir dos Dados Experimentais	46
§ 2.9 Cálculo Teórico das Funções de Excitação	47

§ 2.9.1 Reações Diretas, de Núcleo Composto e Emissões de Pré-Equilíbrio	48
§ 2.9.2 O Modelo Ótico Fenomenológico	50
§ 2.9.3 Teoria de Weisskopf-Ewing	52
§ 2.9.4 Modelo Híbrido para Reações de Pré-Equilíbrio	55
§ 2.9.5 Parâmetros dos Modelos nos Cálculos	57
CAPÍTULO 3. RESULTADOS EXPERIMENTAIS DA IRRADIAÇÃO DE Al	59
§ 3.1 Determinação das Seções de Choque	59
§ 3.2 Análise dos Resultados Experimentais	65
§ 3.3 Análise dos Resultados Teóricos	68
CAPÍTULO 4. RESULTADOS EXPERIMENTAIS DAS IRRADIAÇÕES DE Si ...	69
§ 4.1 Determinação das Seções de Choque	69
§ 4.1.1 Primeira Irradiação de Si	69
§ 4.1.2 Segunda Irradiação de Si	78
§ 4.2 Análise dos Resultados Experimentais	85
§ 4.3 Análise dos Resultados Teóricos	89
CAPÍTULO 5. RESULTADOS EXPERIMENTAIS DA IRRADIAÇÃO DE Mg	91
§ 5.1 Determinação das Seções de Choque	91
§ 5.2 Análise dos Resultados Experimentais	93
§ 5.3 Análise dos Resultados Teóricos	94
CAPÍTULO 6. RESULTADOS EXPERIMENTAIS DAS IRRADIAÇÕES DE Cr ..	95
§ 6.1 Determinação das Seções de Choque	95
§ 6.1.1 Primeira Irradiação de Cr	95
§ 6.1.2 Segunda Irradiação de Cr	96
§ 6.2 Análise dos Resultados Experimentais	98
§ 6.3 Análise dos Resultados Teóricos	101

CAPÍTULO 7. RESULTADOS EXPERIMENTAIS DAS IRRADIAÇÕES DE Ti	103
§ 7.1 Determinação das Seções de Choque	103
§ 7.1.1 Primeira Irradiação de Ti	103
§ 7.1.2 Segunda Irradiação de Ti	105
§ 7.2 Análise dos Resultados Experimentais	112
§ 7.3 Análise dos Resultados Teóricos	117
 CAPÍTULO 8. RESULTADOS EXPERIMENTAIS DA IRRADIAÇÃO DE Ni	 121
§ 8.1 Determinação das Seções de Choque	121
§ 8.2 Análise dos Resultados Experimentais	128
§ 8.3 Análise dos Resultados Teóricos	132
 CAPÍTULO 9. RESULTADOS EXPERIMENTAIS DA IRRADIAÇÃO DE Zr	 135
§ 9.1 Determinação das Seções de Choque	135
§ 9.2 Análise dos Resultados Experimentais	141
§ 9.3 Análise dos Resultados Teóricos	144
 CAPÍTULO 10. FUNDO RADIOATIVO E IMPUREZAS	 147
§ 10.1 Análise de Impurezas	147
§ 10.2 Análise do Fundo Radioativo	150
 CAPÍTULO 11. CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS	 153
 REFERÊNCIAS	 161

[illegible]

Introdução

§ 1.1 APLICAÇÕES DOS DADOS DE SEÇÃO DE CHOQUE

Dados experimentais de reações nucleares, em especial sobre seções de choque totais da reação, são de vital importância para várias ciências fundamentais e aplicadas. Em particular o estudo das reações induzidas por prótons e a medida das seções de choque envolvidas mostra na atualidade grande interesse devido às aplicações em diversas áreas que vão desde a medicina nuclear até a astrofísica e a o estudo dos raios cósmicos.

Muitas aplicações tecnológicas necessitam os valores precisos das funções de excitação para um grande número de reações: o desenvolvimento da tecnologia de aviação e espacial (onde a ativação e o dano causado pela radiação nos materiais utilizados devem ser previstos), o projeto e a operação de aceleradores (onde são importantes o estudo da ativação de detectores, a proteção radiológica, o desenvolvimento de técnicas de separação de massa *on-line*), a proteção radiológica na Terra e no espaço, a transmutação de dejectos nucleares [Bo92] [Na92], a amplificação de energia [Ca93] e até na preservação do meio ambiente. Em medicina nuclear estes dados permitem melhorar as técnicas utilizadas em radioterapia, a dosimetria em compostos com mistura de nuclídeos, assim como maximizar a eficiência da produção dos radiofármacos de uso médico [La83] [La90].

Experiências que determinam a seção de choque de reações induzidas por prótons para energias próximas do limiar, permitem o estudo teórico dos mecanismos da reação assim como uma melhor compreensão do processo de formação do núcleo composto [Co54] [Co56] [Re54] e da existência de estruturas ou aglomerados, os chamados *clusters*, no interior dos núcleos.

A produção de *clusters* em reações com a energia das partículas incidentes menor que 30 MeV/A tem sido bastante pesquisada tanto experimentalmente [Va01] quanto teoricamente

[Va02] nos últimos anos, assim como os decaimentos de *clusters* (ver por exemplo [Sa92] e nas referências nele citadas). Um grande número de modelos teóricos, baseados em diferentes aproximações (decaimento sequencial, microcanônicos, canônico, mecanismos de percolação, etc.), tentam explicar as emissões de *clusters* a partir de núcleos quentes e comprimidos. A maioria destes modelos assume que os *clusters* já estão formados dentro do núcleo (ou pelo menos durante determinados intervalos de tempo) e descrevem sua separação de fases. A emissão de *clusters* com estruturas mais complexas que partículas α em núcleos pesados foi definitivamente estabelecida apesar de utilizarem procedimentos experimentais delicadíssimos. A publicação de Barwick et al [Ba85] demonstrando claramente a desintegração do ^{232}U mediante a emissão de ^{24}Ne ($^{232}\text{U} \rightarrow ^{24}\text{Ne} + ^{208}\text{Pb}$) foi um marco fundamental no conceito.

Uma função de excitação detalhada em um amplo intervalo de energia pode também ser usada para monitorar o fluxo e a energia de feixes de partículas, com aplicações tanto na Física Nuclear básica quanto na Medicina Nuclear (radioterapia) [Ko93]. Esse conhecimento detalhado das funções de excitação de diversas reações constitui o ponto de partida para o estudo da formação de nuclídeos cosmogênicos.

Os nuclídeos cosmogênicos são nuclídeos estáveis ou radioativos formados no espaço ou na Terra pela ação dos raios cósmicos. Estes nuclídeos possibilitam a pesquisa dos processos geo- e cosmo-químicos assim como a descrição da história da exposição à radiação cósmica de amostras da Lua ou de outros planetas, meteoritos, poeira cósmica e outros corpos celestes em geral. Também constituem a única ferramenta que temos para monitorar a antiqüíssima atividade solar em escalas de tempo que se estendem por bilhões de anos. A informação que se pode obter abarca um período de tempo de aproximadamente três vezes a meia-vida do nuclídeo analisado. Portanto os nuclídeos cosmogênicos permitem a determinação de variações da intensidade dos Raios Cósmicos Solares (RCS) ou dos Raios Cósmicos Galácticos (RCG) como função do tempo no intervalo de dias até 10^9 anos, devido à meia-vida destes nuclídeos (5,591(3) *d* para o ^{52}Mn , $1,277(8) \times 10^9$ *a* para o $^{40}\text{K}^a$). Se conhecêssemos com precisão as funções de excitação de todas as reações envolvidas para todos os elementos constituintes da Lua ou de meteoritos, poderíamos fazer uma determinação cronológica detalhada da exposição destes corpos aos RCS ou RCG, no caso de meteoritos poderíamos também obter informação a respeito da sua órbita e tamanho pré-atmosférico.

Os RCG são compostos de partículas carregadas (87% de prótons, 12% de partículas α e 1% de íons pesados) cuja origem é exterior ao sistema solar. As energias dessas partículas

^a Os valores da meia-vida foram obtidos de [Br86].

variam entre 0,1 e 10 GeV (o que os coloca fora do objetivo deste trabalho) e o fluxo integral é da ordem de 2 a 5 $partículas/cm^2s$.

Os RCS são partículas emitidas no sol durante eventos de curta duração, as chamadas tormentas solares. Eles são compostos principalmente de prótons, que constituem 98% em média, as partículas α vêm em segundo lugar com 2% em média (variando de um evento a outro entre 0,6 e 5%). A maioria dos RCS é emitida em umas poucas tormentas ao redor do máximo da atividade solar [Re77], cuja frequência está fortemente relacionada à frequência das manchas solares. O fluxo nas proximidades da Terra varia entre 0 e 10^6 $prótons/cm^2s$ durante algumas horas ao redor dos picos dos grandes eventos, a média para períodos de tempo longo é da ordem de 100 $prótons/cm^2s$. As energias das partículas variam desde 10 até 100 MeV . Devido a este fato os núclídeos produzidos vão se distribuir entre 0 e 15 g/cm^2 de profundidade nos materiais expostos e a produção de partículas secundárias que poderiam desencadear outras reações pode ser desprezada, permitindo a realização de experiências no laboratório usando-se a técnica de *staked-foil* em amostras finas.

No caso de meteoritos, o estudo dos RCS só é relevante para amostras da superfície de pequenos meteoros que por acaso sobrevivem à queima durante a entrada na atmosfera. Apesar de que os efeitos dos RCS em meteoritos foram previstos desde 1982 [Mi82], eles foram verificados sem ambigüidade vários anos depois no meteorito *Salem* [Ev87] [Ni90]. Devido à variação do fluxo dos RCS em função da distância até o sol, a órbita dos meteoritos pode ser estudada se o fluxo é conhecido. Se a órbita é conhecida, os dados extraídos podem auxiliar no estudo do fluxo. Na Lua, a produção de núclídeos cosmogênicos tem sido intensamente investigada em amostras da superfície [Re83] [Re90]. Nesses casos os espectros das partículas dos RCS são calculados como função da profundidade do material irradiado considerando-se o *stopping power* e a atenuação por processos inelásticos. A partir daí, a taxa de produção de núclídeos cosmogênicos pode ser determinada teoricamente combinando estes espectros com as funções de excitação totais para a produção dos respectivos núclídeos utilizando todos os elementos da amostra que possam contribuir à formação dos mesmos [Mi80] [Mi82] [Re72] [Yo72].

Uma importante aplicação do estudo da formação de núclídeos cosmogênicos encontra-se na Astronomia de Raios Gama e na Espectroscopia Planetária de Raios Gama (podem ser encontrados artigos sobre Espectroscopia Planetária de Raios Gama em [Pi93]). Quando detectores de raios gama são lançados no espaço, nos materiais que constituem o detector ocorre a formação de núclídeos cosmogênicos devido ao constante bombardeio de partículas. A correção para esta radiação contaminadora é possível apenas quando a taxa de produção dos núclídeos cosmogênicos nos cristais do detector tenha sido estudada com detalhe.

Dependendo do interesse de cada pesquisa, a formação de núclídeos cosmogênicos, as características dos raios cósmicos, a idade dos corpos celestes ou a órbita dos meteoritos podem ser estudados, e em todos os casos o ponto de partida da pesquisa são as funções de excitação para reações induzidas por prótons, fundamentalmente em núcleos leves ($A < 100$), que constituem os alvos principais com interesse astrofísico. Por exemplo, o solo lunar é constituído basicamente, em ordem decrescente de abundância, por O, Si, Al, Fe, Ca, Mg e Ti [Re90]. A Tabela 1.1 mostra os principais alvos e os correspondentes núclídeos cosmogênicos encontrados em solo lunar e utilizados para o estudo dos RCS.

Radionuclídeo	Meia-vida [†] (a)	Alvos Principais
³⁷ Ar	0,096	Ca, K
⁵⁶ Co	0,213	Fe
⁵⁴ Mn	0,855	Fe
²² Na	2,60	Mg, Al, Si
⁵⁵ Fe	2,7	Fe
³ H	12,3	O, Mg, Si, Fe
¹⁴ C	5730,	O
⁵⁹ Ni	$7,5 \times 10^4$	Fe [‡]
⁴¹ Ca	$1,0 \times 10^5$	Ti, Ca, K
⁸¹ Kr	$2,1 \times 10^5$	Sr, Zr, Y
³⁶ Cl	$3,0 \times 10^5$	Ca, K
²⁶ Al	$7,2 \times 10^5$	Si, Al, Mg
¹⁰ Be	$1,6 \times 10^6$	O
⁵³ Mn	$3,7 \times 10^6$	Fe

[†] [Br86]

[‡] Principalmente por reações com partículas α

Tabela 1.1 Radionuclídeos usualmente utilizados para o estudo de raios cósmicos solares [Re90].

Apesar da vital importância do conhecimento preciso das funções de excitação, encontramos grandes lacunas nos dados para determinadas reações e energias nos trabalhos publicados na literatura. Também encontramos dados que apresentam grandes valores na incerteza ou às vezes os resultados são contraditórios entre si (uma discussão detalhada a respeito da situação insatisfatória com relação aos dados usados em astrofísica pode ser encontrada em [Mi91] [Re90]). Especificamente para reações raras do tipo $(p, 2\alpha)$ e $(p, {}^3\text{H})$ em núclídeos leves a energias próximas do limiar, a ausência de dados em um número grande de casos é notável apesar de serem reações relativamente bem estudadas a energias maiores. Estas reações apresentam um valor muito reduzido das seções de choque justificando a escassez de dados devido à exigência de procedimentos experimentais extremamente cuidadosos. O objetivo do presente trabalho é estabelecer alguns procedimentos otimizados em condições experimentais difíceis para o estudo deste tipo de reações.

Algumas destas reações podem ser estudadas por atividade residual desde que uma série de requisitos seja levada em conta. A escolha de casos típicos possíveis é um processo complexo, perturbado ainda pela presença inevitável de impurezas que acompanham em maior ou menor proporção alguns elementos. A atividade preferencial induzida pela reação em questão pode ter sua medida dificultada pela produção de outras atividades provenientes de núclídeos cuja formação apresenta seção de choque maior, podendo necessitar de radioquímica ou ainda tornar necessária a realização de medidas em um âmbito mais sistemático para a elaboração de conclusões mais fundamentadas. Entre os fatores que adicionam dificuldades às já mencionadas, temos a limitação da energia do feixe de prótons dos ciclotrons do Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares (IPEN) utilizadas (24 e 30 MeV) e a ocorrência de reações parasitas produzidas por nêutrons gerados em grande proporção em máquinas deste tipo.

Núclídeos de meia-vida longa são interessantes em situações nas quais impurezas de meia-vida curta podem estar presentes. Por exemplo, no caso da reação ${}^{61}\text{Ni}(p,2\alpha){}^{54}\text{Mn}$ ($T_{1/2} = 312,20(7) d$) a medida é possível, mas não imediatamente após a irradiação, pois a presença de ${}^{56}\text{Co}$ ($T_{1/2} = 77,7(5) d$) e ${}^{58}\text{Co}$ ($T_{1/2} = 70,916(15) d$), formados em maior proporção, é altamente perturbadora. Muitas vezes, porém, estes núclídeos de meia-vida longa possuem energias muito baixas, não emitem gamas ou possuem uma meia-vida excessivamente longa que torna a atividade produzida muito difícil de se medir. Exemplos disto são as reações: ${}^{33}\text{S}(p,2\alpha){}^{26}\text{Al}$ ($T_{1/2} = 7,2(3)\times 10^5 a$), ${}^{43}\text{Ca}(p,2\alpha){}^{36}\text{Cl}$ ($T_{1/2} = 3,01(2)\times 10^5 a$) e ${}^{47}\text{Ti}(p,2\alpha){}^{40}\text{K}$ ($T_{1/2} = 1,277(8)\times 10^9 a$).

A determinação das seções de choque apresentadas neste trabalho compreendeu a irradiação de alvos de Mg, Al, Si, Ti, Cr, Ni e Zr, produzindo ${}^7\text{Be}$, ${}^{22}\text{Na}$, ${}^{26}\text{Al}$, ${}^{44}\text{Ti}$, ${}^{46}\text{Sc}$, ${}^{56}\text{Ni}$, ${}^{88}\text{Zr}$, entre outros, os quais possuem grande importância do ponto de vista da pesquisa em astrofísica.

A continuação é feita uma descrição das reações de interesse aqui estudadas assim como da situação atual dos dados publicados para estas reações.

§ 1.2 REAÇÕES INDUZIDAS EM AL

O primeiro dos alvos estudados foi o Al. Duas reações apresentam interesse, a reação ${}^{27}\text{Al}(p,{}^{21}\text{Ne}){}^7\text{Be}$ ($Q = -19,946 \text{ MeV}^b$) e ${}^{27}\text{Al}(p,pn){}^{26}\text{Al}$ ($Q = -13,058 \text{ MeV}$).

O ${}^7\text{Be}$ é um núclídeo cosmogênico formado nas camadas superiores da atmosfera principalmente através da reação ${}^{14}\text{N}(p,2\alpha){}^7\text{Be}$, usado para o estudo da evolução do clima

^b Todos os cálculos do Q da reação foram realizados a partir de [Fi96].

terrestre. A sua meia-vida de 53 *d* facilita o estudo desta reação que apresenta valores muito reduzidos da seção de choque (da ordem de 10 μb), mesmo assim os resultados devem ser analisados cuidadosamente. A determinação da seção de choque com a utilização do feixe de 24 *MeV* do IPEN pode ser feita a energias muito próximas do limiar. A produção de ^7Be em reações nucleares não é uma novidade, mas nas energias propostas não existem outras possibilidades de canais de reação além da divisão em 2 fragmentos. Finalmente esta reação pode fornecer informação acerca da estrutura de *clusters* do ^{27}Al determinando o mecanismo de ocorrência desta reação.

No segundo caso temos a formação de ^{26}Al , que é um dos núclídeos cosmogênicos mais utilizados em pesquisa astrofísica já que a sua meia-vida longa ($7,2(3)\times 10^5$ *a*) permite o monitoramento do efeito de RCS durante longos períodos de tempo. Existe grande interesse em modelar a produção de ^{26}Al devido ao fato da sua radiação gama característica de 1808 *keV* ter sido observada na nossa galáxia. Além disso, pequenas quantidades de seu filho, ^{26}Mg , têm sido detectadas em materiais do sistema solar ricos em Al e pobres em Mg [Sk87]. Embora a nucleossíntese em novas e supernovas pareça ser a responsável pela produção de ^{26}Al , a sua meia-vida relativamente pequena neste caso, sugere que reações nucleares podem contribuir apreciavelmente para a sua abundância em materiais do sistema solar. Em particular, os RCS possuem energia adequada para produzir ^{26}Al a partir de Al e Si. Parece razoável supor que alguns isótopos encontrados em meteoritos que se originam nos cinturões interplanetários tenham sido produzidos desta forma. O ^{26}Al vem sendo estudado a partir de amostras irradiadas em aceleradores desde 1955 por Handley e Lyon [Ha55]. Furukawa [Fu71] determinou a seção de choque da reação $^{27}\text{Al}(p,pn)^{26}\text{Al}$ para energias entre 15 e 50 *MeV* usando um espectrômetro gama de coincidência. A partir daí, o estudo e a determinação da função de excitação tem se estendido até energias maiores, mas a medida tem sido realizada por *Accelerator Mass Spectrometry* (AMS) [Sc87]. Neste trabalho tentamos estabelecer um método adequado para a detecção de isótopos com meia-vida longa a partir da espectroscopia gama simples, aproveitando uma situação favorável na qual a energia característica do isótopo fica numa região relativamente “limpa” do espectro e a sua probabilidade de emissão é grande (99,76%).

As reações induzidas por prótons em Al têm sido bastante pesquisadas, tanto para a produção de ^7Be quanto de ^{22}Na . Nos dados que encontramos na literatura várias discrepâncias são observadas, como mostrado na Figura 1.1 para a formação de ^7Be . Poucos dados são apresentados para energias entre o limiar da reação e 24 *MeV*. No caso da formação de ^7Be pela reação $^{27}\text{Al}(p,X)^7\text{Be}$ (se $X = ^{21}\text{Ne}$, $Q = -19,946$ *MeV*) os dados de seção de choque existentes são todos para energias maiores que 24 *MeV*. Várias publicações fornecem dados

para energias entre 25 e 100 MeV [Al88] [Bo93] [Fu65] [Gr82] [La66] [Li62] [Mi97] [Ne63] [Sc94] e o resto para energias ainda maiores [Cl71] [Mi95] [Sc96b] [Va03] [Va04].

De maneira similar, no caso da formação de ^{22}Na pela reação $^{27}Al(p,X)^{22}Na$ temos para $X = ^4He + p + n$, $Q = -22,506 MeV$, para $X = ^4He + ^2H$, $Q = -20,280 MeV$ e para $X = ^6Li$, $Q = -18,812 MeV$. Para energias entre 25 e 100 MeV existem vários artigos [Ba54] [Bo93] [Cu63] [Fu71] [Gr82] [Mi97] [Pu82] [St90] [Wa76] [Wi67] que apresentam funções de excitação para formação de ^{22}Na a partir de Al, assim como para energias maiores que 100 MeV [Mi95] [Sc96b] [Va03] [Va05]. Porém apenas três trabalhos apresentam dados para seções de choque a energias abaixo de 24 MeV [Al88] [Hi52] [La88].

Figura 1.1 Dados publicados para formação de 7Be a partir do Al com $Ep < 45 MeV$. Discrepâncias são observadas nos valores das seções de choque nas energias menores (Ex. [Al88], [Mi97], [Fu65]). Não existem dados publicados para energias menores que 24 MeV .

Por último para a formação de ^{26}Al pela reação $^{27}Al(p,pn)^{26}Al$, $Q = -13,058 MeV$, temos um único trabalho que determina a seção de choque por espectroscopia gama, usando espectrômetros em coincidência, para energias entre 15 e 30 MeV [Fu71]. Existem funções de excitação para esta reação a energias acima de 25 MeV , mas em todos eles a medida foi realizada por AMS [Mi96] [Sc87] [Si96].

§ 1.3 REAÇÕES INDUZIDAS EM Si

A determinação de ^{26}Al também foi efetuada nas amostras de Si. Além do interesse astrofísico das reações induzidas por prótons em Si (o Si é o segundo constituinte mais abundante na Lua e um dos alvos principais para a produção dos núclídeos cosmogênicos ^{22}Na e ^3H utilizados no estudo dos RCS, conforme mostrado na Tabela 1.1), este elemento representa ainda um papel fundamental na tecnologia espacial. Embora o fluxo de raios cósmicos na Terra seja muito menor que no espaço (o fluxo de prótons com energias entre 10 e 100 MeV passa de aproximadamente $1,2 \times 10^{-5}$ a $7,0 \times 10^{-7}$ $\text{prótons/cm}^2\text{sMeV}$ quando se vai de 10 a 3 km de altitude, respectivamente [Zi79]), algumas interações de raios cósmicos com componentes eletrônicos utilizados em memórias de computador, vários deles feitos de Si (CCD - *Charge-Coupled Devices*, d-RAM - *dynamic Random Access Memory*, por exemplo), podem ocasionar falhas de sistemas em satélites [Ma83] [Wa62]. Alguns destes circuitos podem ser sensíveis a sulcos deixados pela ionização de partículas α que podem ser produzidas por traços de Th ou U presentes nos próprios circuitos ou por reações nucleares induzidas por prótons provenientes dos RCS. Este tipo de efeito é mais importante quanto menor seja o dispositivo, o que tem sido uma tendência da eletrônica nas últimas décadas. Os raios cósmicos perigosos para estes efeitos constituem eventos raros, mas um único defeito num dispositivo pode resultar num sinal falso que não seja tolerado pelo restante do circuito produzindo uma falha de funcionamento. A causa destas falhas pode originar-se num excesso de pares elétrons-buracos causado pela ionização por uma partícula, mesmo deixando o dispositivo em perfeito estado depois, ou pelo deslocamento de átomos da rede, introduzindo níveis adicionais nas bandas proibidas de semicondutores, e apesar de que estes efeitos podem autocorrigir-se gradualmente, inclusive à temperatura ambiente, o tempo necessário pode ser maior do que o tempo de resposta do circuito.

As várias aplicações técnicas e astrofísicas que apresentam as reações raras induzidas por prótons em Si têm motivado seu estudo num amplo intervalo energético. Neste trabalho duas irradiações foram feitas em placas de Si para o estudo da formação de ^{22}Na e ^{26}Al a partir deste elemento.

O ^{22}Na é produzido a partir do Si principalmente mediante a reação $^{29}\text{Si}(p, 2\alpha)^{22}\text{Na}$ ($Q = -14,273 \text{ MeV}$). Esta reação, cujo mecanismo pode estar determinado pela estrutura de *clusters* dentro do Si, permite o estabelecimento de um método otimizado de determinação da função de excitação para reações do tipo $(p, 2\alpha)$ pois apesar de possuir uma seção de choque baixa, o ^{22}Na oferece uma situação favorável devido a sua meia-vida relativamente longa (2,6 a), que permite a espera até o desaparecimento de atividades de núclídeos de meia-vida

curta, e sua transição gama característica de 1274 *keV* permite uma identificação clara deste núclídeo.

O ^{26}Al pode ser obtido em maior proporção, a partir do Si, pela reação $^{29}\text{Si}(p,\alpha)^{26}\text{Al}$ ($Q = -4,821 \text{ MeV}$), já que as outras reações que produzem o ^{26}Al apresentam um Q em valor absoluto muito maior (da ordem de 15 *MeV*). A produção de ^{26}Al com atividades apreciáveis é um procedimento difícil devido à meia-vida elevada deste isótopo e não há relato da determinação da seção de choque para esta reação por medida da atividade residual do ^{26}Al .

A Figura 1.2 mostra os dados mais relevantes das duas reações para energias abaixo de 45 *MeV* (^{22}Na) e de 100 *MeV* (^{26}Al).

Figura 1.2 Dados publicados para formação de a) ^{22}Na , b) ^{26}Al , a partir do Si. Discrepâncias são observadas nos valores das seções de choque nas energias menores (^{22}Na) e maiores (^{26}Al) (Ex. [Al88] [Mi97] [Wa76] para ^{22}Na e [La95], [Fu71] para ^{26}Al).

No caso da reação $(p,2\alpha)$, apenas três publicações apresentam dados para energias dos prótons inferiores a 25 *MeV* [Al88] [Mi97] [Wa76], encontrando entre eles algumas inconsistências (Figura 1.2a). Para energias acima de 25 *MeV* a situação é um pouco melhor, um número razoável de dados são encontrados mostrando-se, de maneira geral, consistentes entre si [Al88] [Ba87] [Bo91] [Bo93] [Fu71] [Mi97] [Sh68] [Si97] [Wa76]. O restante dos artigos publicados contendo dados sobre esta reação referem-se a energias maiores que 100 *MeV* [Ra68] [Va06].

Na reação (p,α) uma única publicação oferece dados a energias inferiores a 25 *MeV* [Mi97]. Para energias entre 25 e 100 *MeV* existem vários conjuntos de dados [Bo91] [Fu71] [La95] [Mi97] [Si97], mas algumas inconsistências podem ser observadas (Figura 1.2b). Neste caso apenas duas publicações contêm dados para energias acima de 100 *MeV* [Mi97] [Wi76]. Com exceção de [Fu71], em todos os trabalhos restantes a detecção do ^{26}Al foi feita por AMS. Não existem dados reportados para esta reação entre o limiar e 20 *MeV*.

§ 1.4 REAÇÕES INDUZIDAS EM Mg

O mais leve dos alvos irradiados, o Mg, apresenta interesse pelo estudo da reação $^{25}\text{Mg}(p,\alpha)^{22}\text{Na}$ ($Q = -3,142 \text{ MeV}$). Esta reação é favorecida já que a energia dos prótons do feixe das máquinas do IPEN fica bem acima do seu limiar e nessa região de energia a sua seção de choque é da ordem de dezenas de *mb*. Por outro lado, esta reação pode fornecer informação sobre o mecanismo de saída da segunda partícula α na reação $^{29}\text{Si}(p,2\alpha)^{22}\text{Na}$ já que o núcleo composto formado, ^{26}Al , é também o núcleo residual após a emissão da primeira partícula α do $^{30}\text{P}^*$. Medidas foram feitas na tentativa de detecção de ^{26}Al proveniente da reação $^{26}\text{Mg}(p,n)^{26}\text{Al}$.

O Mg é, entre os alvos estudados, o que possui a melhor situação enquanto a dados existentes para energias baixas. Esta situação é compreensível já que as reações possíveis neste caso são do tipo (p, α), (p,n) etc. cujas seções de choque são muito maiores que aquelas para as reações raras de nosso interesse (p,2 α) ou (p, ^3H), por exemplo, que formariam produtos de meia-vida muito curta, carentes de interesse astrofísico.

A reação $^{25}\text{Mg}(p,\alpha)^{22}\text{Na}$, devido ao baixo valor do limiar, é uma reação muito favorecida quando estudada com energias de 24 MeV . Existem publicações com funções de excitação para energias menores que 24 MeV [Fu71] [Pu82] [Ba54], assim como para energias entre 24 e 100 MeV [Ba54] [Pu82] [Ha76] [Fu71] [La90] [Bo93] [Si96] [Bo91]. Várias publicações também são encontradas para energias maiores [Ra68] [Si96] [Va07]. A Figura 1.3 mostra os dados existentes para energias menores que 30 MeV .

A segunda reação, formadora de ^{26}Al , tem sido menos estudada. Os dados encontrados para sua função de excitação têm sido obtidos usando-se AMS, apenas [Fu71] realizou a medida por espectroscopia gama. Existem dados da seção de choque para energias logo acima do limiar (no intervalo $5 \leq E_p \leq 6 \text{ MeV}$) [No81] [Sk87] e para energias maiores que 25 MeV [Bo91] [Fu71] [Si96], uma única publicação existe para energias entre 6 e 25 MeV [Fu71]. A Figura 1.4 mostra os dados existentes para energias menores que 30 MeV . Nos trabalhos [No81] e [Sk87] foi estudada a reação $^{26}\text{Mg}(p,n)^{26}\text{Al}$, nos outros artigos citados foi utilizado Mg natural para estudar a formação de ^{26}Al .

Figura 1.3 Função de excitação para formação de ^{22}Na a partir de Mg para energia incidente $E_p \leq 30 \text{ MeV}$.

Figura 1.4 Função de excitação para formação de ^{26}Al a partir de Mg para valores da energia incidente de a) $5 \leq E_p \leq 6 \text{ MeV}$ e b) $6 \leq E_p \leq 30 \text{ MeV}$.

§ 1.5 REAÇÕES INDUZIDAS EM Cr

Junto com o Fe, o Ti e o Ni, o Cr é um dos elementos pesados mais abundantes nos meteoritos.

No processo de formação de elementos por nucleossíntese estelar, o isótopo instável ^{48}Cr ($T_{1/2} = 21,56(3) \text{ h}$) faz parte da sequência de núclídeos formados por reações com partículas α .

A sua formação pode ocorrer de maneira controlada através da reação $^{50}\text{Cr}(p,^3\text{H})^{48}\text{Cr}$ ($Q = -15,100 \text{ MeV}$). Contudo a formação de ^{48}Cr a partir da reação anterior ocorre de maneira muito reduzida e a sua observação direta por decaimento gama ($E\gamma = 308 \text{ keV}$) é quase impossível devido à formação extremamente intensa de ^{51}Cr que decai emitindo um gama de $E\gamma = 320 \text{ keV}$ e possui uma meia-vida comparável com a do ^{48}Cr .

Neste trabalho o Cr foi estudado na procura da determinação da seção de choque das reações $^{52}\text{Cr}(p,n\alpha)^{48}\text{V}$ ($Q = -14,145 \text{ MeV}$) e $^{53}\text{Cr}(p,2\alpha)^{46}\text{Sc}$ ($Q = -11,083 \text{ MeV}$) a energias próximas do limiar. A primeira reação possui interesse do ponto de vista dos modelos de *clusters*, a detecção do ^{48}V ($T_{1/2} = 15,976(3) \text{ d}$) pode ser realizada facilmente mediante a medida de suas linhas gama de 983 keV (99,99%) e 1312 keV (97,49%). A segunda reação apresenta seção de choque muito reduzida, cujo valor foi determinado pela primeira vez neste trabalho.

A dificuldade no estudo das reações no Cr por espectroscopia gama vem das altas atividades criadas durante a irradiação, provenientes dos isótopos ^{51}Cr ($T_{1/2} = 27,704(4) \text{ d}$), ^{52}Mn ($T_{1/2} = 5,591(3) \text{ d}$) e ^{54}Mn ($T_{1/2} = 312,20(7) \text{ d}$) formados essencialmente pelas reações $^{52}\text{Cr}(p,X)^{51}\text{Cr} = ^{52}\text{Cr}(p,pn)^{51}\text{Cr} + ^{52}\text{Cr}(p,2n)^{51}\text{Mn} \xrightarrow{EC+\beta^+} ^{51}\text{Cr}$, $^{52}\text{Cr}(p,n)^{52}\text{Mn}$ e $^{54}\text{Cr}(p,n)^{54}\text{Mn}$, respectivamente, que impossibilitam a medição de isótopos de meia-vida da ordem de dias com boa estatística. Um caso favorecido é o ^{48}V formado com relativa facilidade e cuja identificação pode ser feita pelas linhas gamas descritas anteriormente. Devemos destacar que parte do ^{48}V detectado nas amostras poderia provir do decaimento β^+ do ^{48}Cr , mas a sua formação a partir da reação $(p,n\alpha)$ é bem mais provável, o alvo neste caso é o ^{52}Cr que é o mais abundante dos isótopos do Cr com 83,79%.

Além das reações estudadas, a reação $^{54}\text{Cr}(p,2\alpha)^{47}\text{Sc}$ ($Q = -10,158 \text{ MeV}$) também é uma reação rara interessante. No entanto apesar da meia-vida favorável do ^{47}Sc ($T_{1/2} = 3,345(3) \text{ d}$) a observação deste isótopo é dificultada também pela copiosa formação de ^{51}Cr , ^{52}Mn e ^{54}Mn além da pequena abundância isotópica do ^{54}Cr , que representa apenas 2,365(5)% do Cr natural, o que somado ao fato de a própria reação apresentar um valor muito pequeno da seção de choque, impossibilita seu estudo por espectroscopia gama simples.

Os dados publicados sobre seções de choque e funções de excitação para reações com prótons em Cr são muito escassos. Além de dados para reações (p,n) e (p,pn) encontramos uma única publicação para formação de ^{48}V . É possível encontrar dados das reações $^{52}\text{Cr}(p,pn)^{51}\text{Cr}$ ($Q = -12,039 \text{ MeV}$) e $\text{Cr}(p,X)^{51}\text{Cr}$ [Le91] [Ba75] [Wa76] para energias $14 \leq E_p \leq 45 \text{ MeV}$. A única publicação encontrada com a função de excitação para a formação de ^{48}V foi [Le91], onde foram consideradas as reações $^{50}\text{Cr}(p,2pn)^{48}\text{V}$ ($Q = -21,139 \text{ MeV}$) e $^{52}\text{Cr}(p,n\alpha)^{48}\text{V}$ ($Q = -14,145 \text{ MeV}$) para $22 \leq E_p \leq 30 \text{ MeV}$ (a nossa região de energia de

interesse). No caso da formação de Mn, as reações $^{52}\text{Cr}(p,n)^{52}\text{Mn}$ ($Q = -5,494 \text{ MeV}$) e $^{54}\text{Cr}(p,n)^{54}\text{Mn}$ ($Q = -2,159 \text{ MeV}$) têm sido estudadas para energias muito baixas ($2 \leq E_p \leq 9 \text{ MeV}$) [Sk86] [An85] [Jo60] [Zy78] ou para energias muito altas ($E_p = 155 \text{ MeV}$ para formação de ^{52}Mn [Va65] e $E_p = 370 \text{ MeV}$ para a formação de ^{54}Mn [Re65]). Uma exceção são os trabalhos [We87] e [Le91] que apresentam as funções de excitação das reações formadores de ^{52}Mn e ^{54}Mn para energias dos prótons no intervalo de 7 a 30 MeV.

§ 1.6 REAÇÕES INDUZIDAS EM Ti

Talvez o mais interessante dos nuclídeos cosmogênicos estudados neste trabalho seja o ^{44}Ti . O ^{44}Ti é o primeiro nuclídeo par-par instável de $N = Z$ da tabela periódica (depois do ^8Be). Os valores publicados da sua meia-vida apresentam grande discrepância apesar da sua grande aplicação em astrofísica. Recentemente o valor da meia-vida do ^{44}Ti foi determinada como sendo $62,3(5) \text{ a}$ [No98], mas as divergências entre os valores publicados da sua meia-vida [Ah98] [Al90] [Go98] certamente tem afetado a determinação da sua seção de choque.

O ^{44}Ti é um importante nuclídeo cosmogênico utilizado no estudo dos RCS e dos RCG. Em meteoritos, o Ti é um dos principais componentes pesados junto com o Fe. Na superfície lunar, o Ti representa até 7% dos elementos presentes [Wa74] e constitui o principal alvo para a produção a baixas energias de ^{46}Sc e ^{48}V [Ra74].

A produção de ^{44}Ti e ^{46}Sc em objetos cósmicos é um exemplo de que a produção de nuclídeos cosmogênicos por parte dos RCS a partir de reações nucleares de baixas energias em constituintes menores do material pode ser comparável ou maior do que por reações de *spallation* nos principais constituintes. Enquanto a reação de *spallation* em Fe é a fonte principal da produção de ^{44}Ti e ^{46}Sc em meteoritos, a alta concentração de Ti acoplada com o fluxo intenso dos RCS de baixa energia existentes na Lua faz com que o principal precursor de ^{44}Ti e ^{46}Sc seja o Ti e não o Fe, mostrando como em diferentes situações os precursores podem ser diferentes e como determinados elementos podem ter importâncias diferentes.

Outros elementos também são formados a partir do Ti. A origem principal do ^{41}Ca no solo lunar é o Ti [Fi90], concorrendo com outras duas reações que contribuem para a sua formação (a interação de RCG com o Fe que produz o ^{41}Ca por *spallation* e a captura de nêutrons pelo ^{40}Ca (97%) existente no solo lunar). A produção de ^{36}Cl a partir do Ti também é um processo possível [Sc96a]. Medidas de seção de choque para energias mais elevadas mostram-se da ordem de *mb*. Evidentemente a detecção tanto do ^{41}Ca quanto do ^{36}Cl exigem procedimentos

sofisticados, já que ambos não emitem gamas. Supõe-se também que a abundância de ^{44}Ca é determinada pela nucleossíntese de ^{44}Ti e seu subsequente decaimento [Bo68].

Presume-se que o ^{44}Ti seja um dos poucos nuclídeos de meia-vida longa, produzidos em quantidades substanciais durante a explosão de supernovas [Cl73] [Ti96]. Recentemente a linha de 1157 keV proveniente da série $^{44}\text{Ti} \xrightarrow{(EC)} ^{44}\text{Sc} \xrightarrow{(EC+\beta^+)} ^{44}\text{Ca}$ foi observada pelo telescópio COMPTEL na jovem supernova remanescente Cassiopéia A (Cas A) [Iy94]. Estudos mais recentes têm indicado a presença dos gamas de 68 e 78 keV do ^{44}Ti nesta supernova [Ro97]. Também foi observado o gama de 511 keV proveniente da aniquilação de pares, que pode ser em parte explicada pelo decaimento β^+ do ^{44}Sc em equilíbrio secular com o ^{44}Ti [Cl73].

As reações induzidas em Ti têm sido bastante estudadas e vários conjuntos de dados são encontrados para reações do tipo (p,n) formadoras do ^{48}V [An85] [Ba75] [Br71] [Fi90] [Ga81] [Ko93] [Le91] [Mi78b] [Mi80] [Mi95] [Mi97] [Sc96b] [Va08] [Va65] [Wa76] (as energias variam entre 5 MeV e 2,5 GeV) ou (p,2p+jn), $j \geq 1$, formadoras dos isótopos ^{43}Sc [Br71] [Ga81] [Ko93] [Le91] [Mi78b] com $7,5 \leq Ep \leq 90 \text{ MeV}$, ^{44}Sc [Ga81] [Le91] com $7,5 \leq Ep \leq 90 \text{ MeV}$, ^{44m}Sc [Br71] [Le91] com $9 \leq Ep \leq 800 \text{ MeV}$, ^{46}Sc [Br71] [Fi90] [Ga81] [Le91] com $8 \leq Ep \leq 800 \text{ MeV}$, ^{47}Sc [Br71] [Fi90] [Ga81] [Ko93] [Le91] [Mi78b] [Mi95] [Mi97] [Sc96b] com $15 \leq Ep \leq 400 \text{ MeV}$ e por último ^{48}Sc [Br71] [Fi90] [Le91] [Mi78b] [Mi95] [Mi97] [Sc96b] com $18 \leq Ep \leq 1000 \text{ MeV}$.

A situação é diferente no caso da seção de choque de formação de $^{42,43}\text{K}$ por reações (p,2 α) da qual não há dados publicados (apenas [Br71] apresenta dados para a formação de $^{42,43}\text{K}$ em Ti natural para $Ep > 100 \text{ MeV}$), ou para a formação de ^{44}Ti com apenas 4 conjuntos de dados publicados, todos para energias acima de 20 MeV [Br71] [Di88] [Mi80] [Mi97]. Estes dados são mostrados na Figura 1.5.

Finalmente, em [Br71] podemos encontrar algumas reações raras para $Ep > 100 \text{ MeV}$: $\text{Ti}(p,X)^7\text{Be}$, $\text{Ti}(p,X)^{22,24}\text{Na}$, $\text{Ti}(p,X)^{28}\text{Mg}$, $\text{Ti}(p,X)^{42,43}\text{K}$ e $\text{Ti}(p,X)^{47}\text{Ca}$.

Neste trabalho foram analisadas as reações $^{49}\text{Ti}(p,2\alpha)^{42}\text{K}$, $^{50}\text{Ti}(p,2\alpha)^{43}\text{K}$ e $^{46}\text{Ti}(p,^3\text{H})^{44}\text{Ti}$. As duas primeiras reações, com $Q = -11,098 \text{ MeV}$ e $-12,394 \text{ MeV}$, respectivamente, não apresentam problemas formais, sob o ponto de vista energético, de serem efetuadas usando os feixes de 24 e 30 MeV do IPEN, mas a detecção dos produtos é muito difícil devido à seção de choque baixa das reações e à meia-vida curta, de 12,360(3) h e 22,3(1) h para o ^{42}K e o ^{43}K , respectivamente. A atividade muito maior do ^{48}V ($T_{1/2} = 15,976(3) \text{ d}$) formado pela reação $^{48}\text{Ti}(p,n)^{48}\text{V}$, constitui uma grande dificuldade; uma tentativa de detecção do $^{42,43}\text{K}$ foi feita realizando um dimensionamento cuidadoso da experiência realizada. A terceira das reações é também uma reação rara de seção de choque baixa. Foi determinada a função de excitação

para a formação de ^{44}Ti a partir da medida da linha característica associada de 1157 keV , para energias desde o limiar até 30 MeV .

Figura 1.5 Função de excitação para formação de ^{44}Ti a partir do Ti natural.

§ 1.7 REAÇÕES INDUZIDAS EM Ni

No Ni também temos um caso de grande interesse astrofísico: o ^{56}Ni . Do mesmo modo que o ^{48}Cr , este isótopo do Ni é sintetizado nas estrelas na sequência de capturas sucessivas de partículas α . A desintegração β^+ e por EC do ^{56}Ni com $T_{1/2} = 6,10(2)\text{ d}$ originam o ^{56}Co que por sua vez decai pelo mesmo mecanismo e com $T_{1/2} = 77,12(7)\text{ d}$ para o ^{56}Fe , o isótopo mais abundante no universo entre os elementos que possuem massa média devido a sua grande estabilidade com respeito à energia de ligação como pode ser observado na Figura 1.6. A dificuldade principal para o estudo das reações com valores muito reduzidos das seções de choque aqui vem da possibilidade de pequenas contaminações de Fe nas amostras, o que geraria isótopos com atividades maiores que aqueles produzidos por reações do tipo $(p, 2\alpha)$ ou $(p, ^3\text{H})$. Também a existência de 5 isótopos estáveis do Ni dificulta a análise das contribuições de cada um deles à formação dos produtos.

Foram estudadas várias reações no Ni, as principais são mostradas no próximo capítulo, na Tabela 2.1, das quais a mais interessante foi a reação $^{58}\text{Ni}(p, ^3\text{H})^{56}\text{Ni}$ por ser uma reação de

baixa seção de choque e importância na compreensão do processo de nucleossíntese dos elementos no interior das estrelas. As funções de excitação das reações de interesse foram determinadas para energias dos prótons incidentes entre o limiar e 30 MeV.

Figura 1.6 a) Distribuição de abundâncias de espécies nucleares na nossa galáxia, normalizada a 10^6 átomos de ^{28}Si . b) Energia de Ligação por núcleon como função do número de massa. Tomado de [Pa97]

Conforme mencionado, a existência de 5 isótopos estáveis do Ni constitui uma dificuldade na análise dos dados, o estabelecimento sem ambigüidades da origem dos núclídeos formados pode resultar numa tarefa delicada e difícil. As particularidades das próprias reações envolvidas podem ajudar a desvendar este problema, junto com uma cuidadosa preparação das amostras que serão irradiadas. Por exemplo, enquanto as reações $^{58}\text{Ni}(p,^3\text{H})^{56}\text{Ni}$ ($Q = -13,984 \text{ MeV}$) e $^{61}\text{Ni}(p,2\alpha)^{54}\text{Mn}$ ($Q = -6,226 \text{ MeV}$) são as únicas reações viáveis para a formação de ^{56}Ni e ^{54}Mn , o ^{58}Co pode ser formado pelas reações $^{60}\text{Ni}(p,^3\text{He})^{58}\text{Co}$ ($Q = -12,269 \text{ MeV}$), $^{61}\text{Ni}(p,\alpha)^{58}\text{Co}$ ($Q = 0,488 \text{ MeV}$) e $^{62}\text{Ni}(p,n\alpha)^{58}\text{Co}$ ($Q = -10,109 \text{ MeV}$). Neste caso a diferença no limiar de ocorrência das reações assim como a diferente abundância isotópica de cada um dos alvos (26,223(5)%, 1,140(1)% e 3,634(1)% para o ^{60}Ni , ^{61}Ni e ^{62}Ni , respectivamente) podem ajudar, não a separar com precisão as contribuições correspondentes, mas a estabelecer limites superiores a cada uma.

No estudo das reações induzidas por prótons, o Ni tem sido, junto com o Al e o Ti, um dos alvos mais pesquisados. Várias funções de excitação podem ser encontradas para as reações que têm como produtos os núclídeos $^{55,56,57,58,61}\text{Co}$, ^{56}Ni e ^{54}Mn . Os 5 isótopos estáveis de Ni permitem que estes produtos sejam formados a partir de várias reações diferentes, entre elas (p,2p), (p, α), (p,n α) ou (p,i p +j n) ($i = 1, 2, 3, 4$; $j = 1, 2, \dots$). Neste trabalho estamos interessados principalmente nas reações $^{58}\text{Ni}(p,\alpha)^{55}\text{Co}$ ($Q = -1,335 \text{ MeV}$), $^{58}\text{Ni}(p,^3\text{He})^{56}\text{Co}$ ($Q = -11,830 \text{ MeV}$), $^{61}\text{Ni}(p,\alpha)^{58}\text{Co}$ ($Q = 0,488 \text{ MeV}$) e em especial na reação de interesse

astrofísico $^{58}\text{Ni}(p, {}^3\text{H})^{56}\text{Ni}$ ($Q = -13,984 \text{ MeV}$). A única reação rara do tipo (p,2 α) de possível exame, $^{66}\text{Ni}(p, 2\alpha)^{54}\text{Mn}$ ($Q = -6,226 \text{ MeV}$), apresenta grandes dificuldades para ser estudada por espectroscopia gama simples, esta reação além de possuir um valor extremamente reduzido de sua seção de choque, ocorre no ^{66}Ni que constitui 1,140(1)% do Ni natural utilizado neste trabalho.

As energias reportadas também apresentam em geral um quadro bastante completo, existem dados para energias entre 6 MeV e 2,5 GeV. Contudo, em alguns casos a situação não é totalmente satisfatória. Da primeira das reações mencionadas anteriormente, $^{58}\text{Ni}(p, \alpha)^{55}\text{Co}$, encontramos dados para energias dos prótons entre 7 e 60 MeV [Ka60] [Le91] [Re97] [Ta72] mas não há dados para energias mais próximas do limiar. Da reação $\text{Ni}(p, X)^{56}\text{Co}$ os dados publicados estão no intervalo $15 \leq E_p \leq 100 \text{ MeV}$ [Ja80] [Ha76] [A187] [Ha76] [MI78a] [MI97] [Sa80] [Ta72] [Ta91] ou maiores [CI71] [MI95] [Ra68] [Sc96b]. Da reação $^{61}\text{Ni}(p, \alpha)^{58}\text{Co}$ os dados se apresentam para energias entre 6 e 140 MeV [A187] [Ha76] [MI78a] [Sa80] [Su93] [Ta72]. Finalmente temos as reações mais interessantes no nosso caso, $^{58}\text{Ni}(p, {}^3\text{H})^{56}\text{Ni}$ com dados no intervalo energético $18 \leq E_p \leq 2500 \text{ MeV}$ [A187] [CI71] [Ha76] [Le91] [MI78a] [MI95] [MI97] [Re97] [Sc96b] [Ta72] e $\text{Ni}(p, X)^{54}\text{Mn}$ com dados no intervalo $41 \leq E_p \leq 2500 \text{ MeV}$ [CI71] [Ja80] [MI95] [MI97] [Ra68] [Sa80] [Ta72] (bem acima do limiar para a reação (p,2 α) referida).

As Figuras 1.7 e 1.8 mostram as funções de excitação existentes para formação de ^{56}Ni e ^{54}Mn a partir do Ni para energias menores que 100 MeV.

Figura 1.7 Função de excitação para a reação $\text{Ni}(p, X)^{56}\text{Ni}$ com $E_p < 100 \text{ MeV}$.

Figura 1.8 Função de excitação para a reação $\text{Ni}(p, X)^{54}\text{Mn}$ com $E_p < 100 \text{ MeV}$.

§ 1.8 REAÇÕES INDUZIDAS EM Zr

Nas medidas efetuadas foram analisados também núcleos de massa mais elevada, tendo limitado a medida ao Zr com $Z = 40$, que constitui um caso limite dentro das intenções deste trabalho e apresenta algumas características interessantes, entre as quais podemos citar:

- i) Abundância relativamente grande na escala astrofísica de abundâncias (Figura 1.6);
- ii) Número de prótons (40) semi-mágico;
- iii) Reações de interesse de medida promissora.

O valor do número atômico do Zr produz uma elevação considerável da barreira coulombiana para a saída das partículas α , ocasionando uma redução ainda maior da seção de choque para as reações do nosso interesse. O estudo deste elemento foi realizado na tentativa de estabelecer limites no método proposto de estudo de reações raras. As principais reações analisadas aparecem na Tabela 2.1, das quais a mais interessante foi a reação $^{90}_{40}\text{Zr}(p,^3\text{H})^{88}_{38}\text{Zr}$ ($Q = -12,805 \text{ MeV}$) devido a suas implicações astrofísicas conforme é discutido mais adiante.

Vale aqui o comentário feito no caso do Ni acerca da dificuldade de separar contribuições à formação de alguns isótopos formados por reações diferentes devido à existência de 5 isótopos estáveis do Zr. Não é o caso da reação anteriormente mencionada de formação de $^{88}_{40}\text{Zr}$, única para este isótopo, e cujo valor do Q é bem apropriado para realizar seu estudo a energias próximas do limiar com prótons de 30 MeV , mas outros casos são interessantes neste sentido. Um deles é o da formação de $^{87}_{40}\text{Zr}$ cujo gama de 484 keV e intensidade de $92,2\%$ é facilmente identificável, além de possuir uma meia-vida de $3,346(13) \text{ d}$. Este isótopo pode ser formado pelas reações $^{90}_{40}\text{Zr}(p,\alpha)^{87}_{38}\text{Zr}$ e $^{91}_{40}\text{Zr}(p,\alpha)^{87}_{38}\text{Zr}$, apresentando grande diferença nos limiares ($Q = -0,887 \text{ MeV}$ e $Q = -8,082 \text{ MeV}$, respectivamente) além do $^{90}_{40}\text{Zr}$ e $^{91}_{40}\text{Zr}$ serem alvos de abundância isotópica diferenciada com $51,45(2)\%$ e $11,22(3)\%$, respectivamente. A mesma situação encontramos no $^{88}_{40}\text{Zr}$ que pode ser formado pelas reações $^{91}_{40}\text{Zr}(p,\alpha)^{88}_{38}\text{Zr}$ ($Q = 1,270 \text{ MeV}$) e $^{92}_{40}\text{Zr}(p,\alpha)^{88}_{38}\text{Zr}$ ($Q = -7,365 \text{ MeV}$) com abundâncias (bastante próximas neste caso) de $11,22(3)\%$ e $17,15(2)\%$ para o $^{91}_{40}\text{Zr}$ e $^{92}_{40}\text{Zr}$, respectivamente.

Poucos trabalhos têm sido publicados com dados para as seções de choque das principais reações induzidas por prótons em Zr. As reações mais estudadas são as do tipo (p,n) , tendo como alvo os isótopos $^{90,91,92,96}_{40}\text{Zr}$ e como produtos os núcleos $^{90,91,92,96}_{39}\text{Nb}$, respectivamente. A maioria dos dados neste caso foram obtidos para energias baixas, $3 \leq E_p \leq 30 \text{ MeV}$ [Le91] [Mi97] [Va09] [Vy91]; um único dado é apresentado para $E_p = 400 \text{ MeV}$ [Ch69]. No caso das reações mais interessantes do tipo (p,α) e (p,n,α) originando os isótopos $^{86,87,88,95}_{38}\text{Y}$, existe uma

única publicação com dados para as reações $^{90}\text{Zr}(p,\alpha)^{87\text{m}}\text{Y}$, $^{90}\text{Zr}(p,\alpha)^{87}\text{Y}$, $^{91}\text{Zr}(p,\alpha)^{88}\text{Y}$ e $^{90}\text{Zr}(p,\alpha)^{86}\text{Y}$ [Le91]. Neste caso as reações foram estudadas no intervalo $15 \leq E_p \leq 30 \text{ MeV}$. Poucos dados também são encontrados para as reações $^{88}\text{Zr}(p,X)^{89}\text{Zr}$ e $^{88}\text{Zr}(p,X)^{89}\text{Zr}$. Da primeira destas reações temos dois conjuntos de dados [Mi97] [Re82] com energias no intervalo $20 \text{ MeV} \leq E_p \leq 20 \text{ GeV}$, já da segunda, que inclui a reação de interesse para nosso trabalho $^{90}\text{Zr}(p,^3\text{H})^{89}\text{Zr}$, temos uma publicação para energias entre 12 e 30 MeV [Le91] e outra num intervalo maior, $9 \leq E_p \leq 2000 \text{ MeV}$ [Mi97]. Por último encontramos, para energias altas ($E_p > 500 \text{ MeV}$), dados para as reações $^{90}\text{Zr}(p,X)^{84}\text{Mn}$ [Mi97] [Re82] e $^{96}\text{Zr}(p,2p)^{95}\text{Y}$ [St61].

§ 1.9 RESUMO DAS EXPERIÊNCIAS APRESENTADAS NESTE TRABALHO

As medidas realizadas compreenderam:

- i) Estudo da reação $^{25}\text{Mg}(p,\alpha)^{22}\text{Na}$ a 24 MeV. Tentativa de detecção do ^{26}Al proveniente da reação $^{26}\text{Mg}(p,n)^{26}\text{Al}$.
- ii) Determinação da seção de choque da reação $^{27}\text{Al}(p,X)^7\text{Be}$ a 24 MeV. Detecção de ^{26}Al e medida da seção de choque de sua formação pela reação $^{27}\text{Al}(p,pn)^{26}\text{Al}$.
- iii) Determinação da função de excitação da reação $^{29}\text{Si}(p,2\alpha)^{22}\text{Na}$ para energias entre o limiar e 24 MeV. Detecção e medida da seção de choque de formação do ^{26}Al pela reação $^{29}\text{Si}(p,\alpha)^{26}\text{Al}$.
- iv) Determinação da seção de choque para as reações $^{52}\text{Cr}(p,n\alpha)^{48}\text{V}$ e $^{53}\text{Cr}(p,2\alpha)^{46}\text{Sc}$ a 24 MeV.
- v) Medida exploratória da seção de choque da reação $^{49}\text{Ti}(p,2\alpha)^{42}\text{K}$ a 24 MeV. Determinação da função de excitação para a reação $^{46}\text{Ti}(p,^3\text{H})^{44}\text{Ti}$ de relevância astrofísica no intervalo energético desde o limiar até 30 MeV. Determinação da seção de choque de formação de $^{43,44,44\text{m},46,47,48}\text{Sc}$ a partir de Ti natural para energias $E_p < 30 \text{ MeV}$.
- vi) Determinação da função de excitação de formação de $^{55,56,57,58,60}\text{Co}$ a partir de Ni natural. Determinação da função de excitação da reação de interesse astrofísico $^{58}\text{Ni}(p,^3\text{H})^{56}\text{Ni}$, para energias entre o limiar e 30 MeV.
- vii) Determinação da função de excitação das reações de formação de $^{86,87}\text{Y}$ e $^{91\text{m}}\text{Nb}$. Determinação da função de excitação da reação rara $^{90}\text{Zr}(p,^3\text{H})^{88}\text{Zr}$, para energias entre o limiar e 30 MeV.

O Capítulo 2 contém a descrição detalhada do procedimento experimental utilizado, do tratamento estatístico praticado (contendo a explanação do método covariante de ajuste das funções de calibração, propagação de incertezas, etc.), o modo de monitoração do feixe de prótons, assim como o procedimento de cálculo das seções de choque, tanto experimentais quanto teóricas a partir dos modelos considerados. Os resultados são apresentados nos

Capítulos 3 ao 9 para os alvos naturais de Al, Si, Mg, Cr, Ti, Ni, e Zr, respectivamente. No Capítulo 10 são discutidas as possíveis interferências de contaminações assim como do fundo radiativo nos resultados. Finalmente no Capítulo 11 são apresentadas as conclusões e perspectivas.

Método Experimental e Cálculo Teórico das Funções de Excitação

§ 2.1 MEDIDAS POR ATIVIDADE RESIDUAL

Para realizar o estudo das reações propostas, o método experimental usado consistiu na medida da atividade residual dos produtos das reações nucleares executadas pelo método de espectroscopia gama simples.

Devido ao fato do objetivo a ser alcançado consistir em estudar reações que apresentam valores reduzidos da seção de choque, a escolha cuidadosa dos produtos a serem detectados é muito importante. Outros aspectos que não podem ser descuidados ao dimensionar corretamente o método a ser utilizado no estudo são:

- Minimizar a presença de impurezas ou contaminações que podem aparecer durante a execução da preparação e irradiação das amostras assim como fazer um dimensionamento correto das possíveis interferências provenientes das mesmas;
- Determinação, com alto grau de precisão, da energia e corrente dos prótons incidentes por se tratar de uma região de energia na qual a seção de choque apresenta grandes variações e pela dependência direta da seção de choque com o número de prótons incidentes;
- Escolha adequada das reações e dos produtos finais a serem detectados;
- Escolha adequada dos valores de energia e corrente com que serão irradiadas as amostras para maximizar a produção dos núclídeos a serem estudados e minimizar a formação de outros núclídeos que possam interferir nas medidas da amostra, de acordo com as limitações dos aceleradores utilizados.

Na Tabela 2.1 aparece um resumo dos alvos que foram irradiados, os produtos medidos e algumas de suas propriedades nucleares. Como pode ser observado, houve uma grande

variedade de situações. Por exemplo, no caso da detecção do ^{26}Al produzido na irradiação de Si as atividades que devemos determinar são muito baixas, da ordem de 10 cph^c , na determinação do ^{44}Ti formado a partir do ^{46}Ti as atividades são ainda menores, da ordem de 3 cph enquanto que no caso da irradiação do Cr temos, na formação de ^{51}Cr , atividades da ordem de $4 \times 10^5 \text{ cph}$. Portanto, as condições em que as medidas são realizadas, isto é, a geometria do sistema de detecção, assim como as fontes e demais materiais usados na calibração de energia e eficiência do detector podem variar muito de uma medida a outra. Em particular foi necessária em alguns casos a utilização de procedimentos especialmente refinados tanto no processamento dos dados usados na calibração de eficiência quanto na análise estatística dos dados coletados, por exemplo, no cálculo da formação de ^{26}Al no Si, procedimento que será discutido com todos os detalhes devido aos aspectos críticos envolvidos.

Uma questão importante é a escolha da espessura da amostra que será irradiada. Na região de energia em que trabalhamos, para os valores dos limiares da maioria das reações estudadas entre 15 e 24 MeV , a perda de energia dos prótons nas amostras é da ordem de 4,9 MeV/mm para os elementos menos densos como o Si e de 15,6 MeV/mm para os mais densos como o Ni. A irradiação de uma amostra muito fina permite a determinação mais precisa da energia média dos prótons dentro da amostra na hora de analisar o resultado da seção de choque, porém, a ativação da amostra é menor, uma vez que o número de núclídeos radioativos formados é diretamente proporcional ao número de partículas do alvo presentes na amostra. Uma amostra de 1 mm de espessura de Si produz uma degradação da energia do feixe aproximadamente igual à produzida por uma amostra de Ni com espessura 60% menor. Consequentemente, a escolha da espessura adequada da amostra em cada caso deve ser feita dependendo das atividades necessárias para realizar as medidas e das possíveis atividades indesejáveis. Neste trabalho a energia indicada nos valores da seção de choque calculadas em todos os casos corresponde ao valor da energia média dos prótons dentro da amostra, como será discutido na Seção 2.7. Este procedimento constitui uma boa aproximação uma vez que no trabalho foram utilizadas amostras suficientemente finas, de maneira que as incertezas irão sempre cobrir estas discrepância e outras fontes de erro terão maior importância no resultado final.

Por último, as baixas seções de choque (da ordem de alguns mb e até dezenas de μb) e as baixas atividades dos produtos envolvidos na maioria dos casos requer um trabalho muito cuidadoso na calibração do sistema de aquisição, especialmente na calibração de eficiência do

^c contagens por hora.

detector, se levarmos em consideração a dependência direta desta grandeza com a seção de choque. A descrição do procedimento adotado assim como as particularidades de cada reação analisada são apresentadas a continuação nas Seções 2.3 à 2.9

Alvos / Abundância Isotópica (%) [†]	Reação	Produtos	Q (MeV)	$T_{1/2}$	$E\gamma$ (keV) / Probabilidade de Emissão (%)	
²⁵ Mg 10,00(1)	(p,α)	²² Na	-3,147	2,602(2) a	1274,53(2)	99,937(15)
²⁶ Mg 11,01(2)	(p,n)	²⁶ Al	-4,786	7,2(3)×10 ⁵ a	1808,65(7)	99,76(10)
²⁷ Al 100	(p,X)	⁷ Be	-19,946 [‡]	53,29(7) d	477,606(2)	10,39(21)
	(p,X)	²² Na	-18,812*	2,602(2) a	1274,53(2)	99,937(15)
	(p,pn)	²⁶ Al	-13,058	7,2(3)×10 ⁵ a	1808,65(7)	99,76(10)
²⁹ Si 4,67(1)	(p,2α)	²² Na	-14,274	2,602(2) a	1274,53(2)	99,937(15)
	(p,α)	²⁶ Al	-4,821	7,2(3)×10 ⁵ a	1808,65(7)	99,76(10)
⁴⁶ Ti 8,0(1)	(p,α)	⁴³ Sc	-3,074	3,891(12) h	372,81(5)	22,0(10)
	(p, ³ H)	⁴⁴ Ti	-14,238	62,3(5) a**	1157,008(3)	99,9(1) (⁴⁴ Sc)
⁴⁷ Ti 7,3(1)	(p,α)	⁴⁴ Sc	-2,252	3,927(8) h	1157,008(3)	99,9(1)
	(p,α)	^{44m} Sc	-2,524	2,442(4) d	271,241(10)	86,6(12)
	(p,2p)	⁴⁶ Sc	-10,462	83,83(2) d	1120,51(5)	99,987(1)
⁴⁸ Ti 73,8(1)	(p,2p)	⁴⁷ Sc	-11,444	3,341(3) d	159,381(15)	68(2)
⁴⁹ Ti 5,5(1)	(p,2α)	⁴² K	-11,098	12,360(3) h	1524,58(8)	18,8(6)
	(p,α)	⁴⁶ Sc	-1,935	83,83(2) d	1120,51(5)	99,987(1)
	(p,2p)	⁴⁸ Sc	-11,354	1,821(4) d	983,501(2)	100,0(3)
⁵⁰ Ti 5,4(1)	(p,2α)	⁴³ K	-12,394	22,3(1) h	617,51(9)	80,0(2)
	(p,α)	⁴⁷ Sc	-2,230	3,341(3) d	159,381(15)	68(2)
⁵² Cr 83,79(1)	(p,nα)	⁴⁸ V	-14,145	15,976(3) d	983,501(2)	99,99(20)
	(p,pn)	⁵¹ Cr	-12,039	27,704(4) d	320,084(6)	9,83(14)
⁵³ Cr 9,50(1)	(p,2α)	⁴⁶ Sc	-11,083	83,83(2) d	1120,51(5)	99,987(1)
⁵⁴ Cr 2,365(5)	(p,n)	⁵⁴ Mn	-2,159	312,20(7) d	834,826(21)	99,975(2)
⁵⁸ Ni 68,077(5)	(p,α)	⁵⁵ Co	-1,335	17,53(3) h	931,24(16)	75(4)
	(p, ³ He)	⁵⁶ Co	-11,830	77,12(7) d	846,812(20)	99,9(1)
	(p,2p)	⁵⁷ Co	-8,172	271,77(5) d	122,0612(15)	85,5(4)
	(p, ³ H)	⁵⁶ Ni	-13,984	6,10(2) d	158,39(3)	98,8(20)
⁶⁰ Ni 26,223(5)	(p,α)	⁵⁷ Co	-0,264	271,77(5) d	122,0612(15)	85,5(4)
⁶¹ Ni 1,140(1)	(p,α)	⁵⁸ Co	0,488	70,916(15) d	810,791(6)	99,5(3)
	(p,2p)	⁶⁰ Co	-9,862	5,2714(5) a	1173,237(4)	99,90(2)
⁹⁰ Zr 51,45(2)	(p,2α)	⁸³ Rb	-7,256	86,2(1) d	520,461(23)	46(2)
	(p,nα)	⁸⁶ Y	-12,694	14,74(2) h	1076,69(6)	82,5(4)
	(p,α)	⁸⁷ Y	-0,887	79,8(3) h	484,90(5)	92,2(10)
	(p, ³ H)	⁸⁸ Zr	-12,805	83,4(3) d	392,9(1)	97,30(10)
⁹¹ Zr 11,22(3)	(p,2α)	⁸⁴ Rb	-5,702	32,87(11) d	881,69(8)	67,9(12)
	(p,n)	^{91m} Nb	-2,036	60,86(22) d	1205,0(5)	4,0(21)

[†] Os valores da Abundância Isotópica, $T_{1/2}$, $E\gamma$ e Probabilidade de Emissão foram tomados de [Br86].

[‡] O Q foi calculado supondo $X = {}^{21}\text{Ne}$.

* O Q foi calculado supondo $X = {}^6\text{Li}$.

** Determinado recentemente por [No98].

Tabela 2.1 Resumo das características nucleares dos alvos e produtos estudados.

A detecção dos produtos das reações estudadas foi realizada mediante a medida de suas transições gamas características bem conhecidas. Para ilustrar como a medida foi efetuada

mostraremos alguns dos produtos mais interessantes neste trabalho por serem formados em reações ($p, 2\alpha$) e ($p, {}^3\text{H}$), e apresentarem interesse astrofísico. O primeiro destes produtos, o ${}^{22}\text{Na}$, apresenta decaimento por captura eletrônica (99,962% para o estado excitado 2^+ e 0,038% para o estado fundamental 0^+ do ${}^{22}\text{Ne}$) conforme mostrado na Figura 2.1, e sua identificação pode ser feita através da transição gama característica de 1274 keV com relativa facilidade devido à meia-vida longa deste nuclídeo ($T_{1/2} = 2,602(2) a$).

Outro produto de grande interesse neste trabalho é o ${}^{26}\text{Al}$. A Figura 2.2 mostra o esquema de decaimento deste nuclídeo, que ocorre por captura eletrônica (2,7% para o estado excitado 2^+ com 2938 keV e 97,3% para o estado excitado 2^+ com 1808 keV do ${}^{26}\text{Mg}$) e que pode ser identificado por sua transição gama de 1808 keV, cuja medida é possível mesmo com baixa estatística por estar localizado numa região relativamente “limpa” do espectro.

Figura 2.1 Esquema de decaimento do ${}^{22}\text{Na}$ [Fi96]

Figura 2.2 Esquema de decaimento do ${}^{26}\text{Mg}$ [Fi96]

Um caso interessante é o do ${}^{44}\text{Ti}$. Este nuclídeo apresenta meia-vida longa ($T_{1/2} = 62,3(5) a$ [No98]) e se desintegra por captura eletrônica (99,3% para o estado 0^+ excitado e 0,7% para o estado 1^- excitado do ${}^{44}\text{Sc}$) populando finalmente o estado 2^+ excitado do ${}^{44}\text{Sc}$ que se desintegra por sua vez com 98,95% para o estado 2^+ excitado do ${}^{44}\text{Ca}$ com $T_{1/2} = 3,927(8) h$ (Figuras 2.3 e 2.4). Desta forma, devido a grande diferença das meias-vidas envolvidas ($T_{1/2}({}^{44}\text{Ti})/T_{1/2}({}^{44}\text{Sc}) = 0,834 a$) o equilíbrio secular é atingido em algumas horas, conseguindo-se identificar claramente a presença de ${}^{44}\text{Ti}$ através da linha característica da transição gama de 1157 keV do ${}^{44}\text{Sc}$.

Da mesma forma foram identificados cada um dos produtos mostrados na Tabela 2.1. O ${}^7\text{Be}$, que pode ser formado a partir da reação ${}^{27}\text{Al}(p, X){}^7\text{Be}$, pode ser identificado pela transição de 477 keV do decaimento por captura eletrônica deste nuclídeo para o ${}^7\text{Li}$. O ${}^{46}\text{Sc}$, formado na irradiação de Cr pela reação ${}^{53}\text{Cr}(p, 2\alpha){}^{46}\text{Sc}$, que decai por desintegração β^- para os estados 4^+ e 2^+ excitados do ${}^{46}\text{Ti}$, pode ser identificado pela linha de 1120 keV. De maneira análoga, foram

identificados os produtos ^{48}V , ^{51}Cr , ^{54}Mn , ^{56}Ni e ^{88}Zr por suas transições características de 983 keV, 320 keV, 835 keV, 158 keV e 393 keV, respectivamente.

Figura 2.3 Esquema de decaimento do ^{44}Ti [Ah98] [Al90] [Fi96] [Go98] [No98].

Figura 2.4 Esquema de decaimento do ^{44}Sc [Fi96].

Outro aspecto a ser levado em consideração é o fundo radioativo. O fundo radioativo no laboratório é originado na interação de raios cósmicos na atmosfera e a partir de núclídeos radioativos naturais ou produzidos pelo homem. Devido ao fato de estarmos interessados na medição de núclídeos com baixas atividades, o conhecimento do fundo radioativo e a análise da sua contribuição nas nossas medidas são de grande importância. Todas as medidas foram realizadas com uma blindagem de chumbo de 10 cm de espessura. Em ocasiões esta blindagem constitui uma condição essencial para a realização da experiência, tal é o caso do ^7Be que é formado nas camadas superiores da atmosfera a partir de radiação cósmica pela reação $^{14}\text{N}(p, 2\alpha)^7\text{Be}$ e que devido a sua meia-vida de 53 d está presente na superfície terrestre. Apesar da blindagem, medidas do fundo radiativo na geometria montada foram realizadas por um tempo de 120 h. Em geral foram observadas as linhas características dos núclídeos ^{40}K , ^{214}Bi , ^{208}Tl , ^{228}Ac e ^{235}U provenientes do fundo natural da sala de medidas, assim como do ^{60}Co , proveniente principalmente das fontes de calibração utilizadas. O programa IDEFIX utilizado na análise dos espectros medidos (Seção 2.4) permite a subtração deste fundo, de maneira a obter valores das áreas dos picos ajustados que se correspondam às quantidades reais destes núclídeos nas amostras medidas.

§ 2.2 PREPARAÇÃO DAS AMOSTRAS

Todas as amostras utilizadas foram irradiadas nos ciclotrons CV-28 e CYCLONE-30 do IPEN. O feixe de prótons da primeira máquina possui uma energia nominal inicial de 24 MeV e uma

corrente da ordem de $50 \mu A$, além disso sempre colocamos um colimador de $0,8 \text{ cm}$ de diâmetro que permitiu concentrar o feixe de prótons na área central das amostras. A segunda máquina possui uma energia nominal do feixe de 30 MeV e corrente de até $350 \mu A$, um colimador de $1,0 \text{ cm}$ de diâmetro também foi utilizado. Algumas das amostras irradiadas no CV-28 serviram para obter resultados preliminares que permitiram um melhor planejamento de irradiações posteriores nas quais todos os cuidados possíveis foram tomados e monitores da energia e corrente do feixe foram utilizados. No caso do estudo da formação de ^{22}Na pela reação $(p,2\alpha)$ no Si, foi realizada também uma irradiação no reator do IPEN, que possui um fluxo de nêutrons $\phi = 10^{13} \text{ nêutrons/cm}^2\text{s}$, para determinar o nível de pureza das amostras de Si em estudo. No total foram realizadas 12 irradiações com prótons e uma com nêutrons para verificação de impurezas.

A primeira amostra irradiada foi uma placa de Al de espessura $\Delta x = 1,90(1) \text{ mm}$ e área superior à do feixe. A amostra foi irradiada com prótons de energia $E_p = 24 \text{ MeV}$ e com uma corrente $I_t = 5 \mu A\text{h}$; estes valores não foram monitorados. Não foram tomados cuidados especiais quanto ao manuseio da amostra no processo de irradiação e preparação, portanto, como veremos no Capítulo 4, os resultados preliminares fornecidos por esta irradiação apresentaram algumas inconsistências com outros dados publicados.

Irradiações preliminares foram realizadas em Mg e Cr com o feixe de prótons de $E_p = 24 \text{ MeV}$. O Mg irradiado foi em forma de fita de espessura $\Delta x = 0,20(1) \text{ mm}$ e uma largura de 3 mm . Para que todo o feixe de prótons fosse utilizado foram colocadas três fitas dispostas uma ao lado da outra de forma a somar uma largura total de 9 mm . A amostra de Cr foi uma placa de $\Delta x = 0,30(1) \text{ mm}$. Em todos os casos a área total da amostra foi maior que a área do feixe e o tempo de irradiação foi calculado para que a corrente integrada do feixe ficasse em torno de $I_t = 2,5 \mu A\text{h}$. A irradiação do Mg foi monitorada colocando-se uma folha de Cu de $50(1) \mu\text{m}$ de espessura e seguindo o procedimento descrito em §2.7. A irradiação do Cr foi monitorada pelo mesmo procedimento a partir da formação de ^{51}Cr e ^{54}Mn cujas seções de choque são conhecidas [Le91].

Importantes resultados preliminares foram obtidos da primeira irradiação do Cr. Nosso principal interesse está no estudo da formação de ^{46}Sc proveniente da reação $^{53}\text{Cr}(p,2\alpha)^{46}\text{Sc}$. A irradiação foi repetida numa placa de Cr de $\Delta x = 0,575(2) \text{ mm}$ de espessura e área maior que a área do feixe. A energia e corrente do feixe foram monitoradas a partir da formação de ^{51}Cr e ^{54}Mn (Seção 2.7).

Foram irradiadas duas séries de placas de Si. Na primeira série foram irradiadas 6 placas de Si de $0,30(1) \text{ mm}$ de espessura e 100 mm^2 , na segunda foram irradiadas 8 placas de

0,50(1) mm e 100 mm². Em ambas séries utilizou-se o método de *stacked-foil*. A energia e corrente do feixe foram monitoradas em ambos casos colocando-se folhas de Cu de 50(1) μ m de espessura (Seção 2.7). A Figura 2.5 mostra o cálculo da distribuição de energia e da degradação do feixe nas duas amostras, realizado a partir de valores obtidos do programa SRIM (*Stopping and Range of Ions in Matter*) [Zi85].

Figura 2.5 Degradação da energia dos prótons dentro das amostras de Si. a), b) Valores da energia incidente em cada uma das placas (Ef_i , em MeV) e energia perdida em cada uma ($\Delta(i,j)$, em MeV) nas amostras de 6 e 8 lâminas de Si, respectivamente. c), d) Distribuição de energias em função da profundidade para as amostras de 6 e 8 lâminas de Si, respectivamente. Os valores de Ef_i e $\Delta(i,j)$ mostrados foram obtidos a partir do monitor de Cu utilizado e do programa SRIM.

Todos os possíveis cuidados foram tomados para evitar qualquer contaminação da amostra, especialmente com Na. As placas de Si utilizadas foram lavadas com detergente e colocadas em banho de ultra-som por meia hora. Depois elas foram lavadas em solução alcoólica de Hidróxido de Potássio em Álcool Etílico para eliminar possíveis resíduos de gorduras e Na. Por fim, as placas foram lavadas exaustivamente em água destilada e secas em estufa.

Devido à pressão mecânica exercida pelo porta-amostra do ciclotron e à fragilidade do Si, na primeira irradiação algumas das placas sofreram fraturas. Isto causou algumas dúvidas sobre os resultados finais para os valores das seções de choque, motivando a irradiação da segunda série de placas de Si. Neste caso, a fim de evitar possíveis fraturas nas placas, foi utilizado um recipiente de latão para acondicionar as placas de Si. Os desenhos técnicos do recipiente construído são mostrados na Figura 2.6.

Figura 2.6 Projeto do recipiente da amostra de 8 lâminas de Si.

As irradiações no Si permitiram, além da determinação do valor da seção de choque para a reação rara $(p, 2\alpha)$, o estudo da formação de ^{26}Al , que é um importante nuclídeo cosmogênico de meia-vida longa.

O conhecimento quantitativo do nível de impurezas nas placas foi de especial interesse. Foi realizada uma irradiação com nêutrons em uma amostra de 114(1) mg de Si da mesma procedência do Si irradiado com prótons, no reator do IPEN com um fluxo $\phi = 10^{13}$ nêutrons/cm²s, para determinar a quantidade de impureza de ²³Na contida na amostra. A finalidade desta irradiação foi eliminar a possibilidade de ocorrência da reação ²³Na(p,pn)²²Na, interferindo no resultado para a formação de ²²Na pela reação (p,2α) analisada. O método utilizado para determinar a quantidade de Na é discutido no Capítulo 10, na Seção 10.1.

Com o intuito de estudar a formação de ^{42}K a partir da reação $^{48}\text{Ti}(p,2\alpha)^{42}\text{K}$ e a formação de ^{44}Ti a partir da reação $^{46}\text{Ti}(p,^3\text{H})^{44}\text{Ti}$, duas irradiações de Ti foram realizadas. A primeira, que teve caráter exploratório, foi numa amostra formada por uma lâmina de Cu, usada como monitor do feixe, e uma lâmina de Ti, ambas com $\Delta x = 0,05(1) \text{ mm}$ e 100 mm^2 . A irradiação da primeira amostra de Ti foi com $E_p = 24 \text{ MeV}$. Esta experiência foi repetida com uma amostra formada por 7 lâminas de Ti arranjadas da maneira usual de *stacked-foil*, onde também foi utilizado o Cu como monitor e foram colocadas 6 placas de Al com espessuras diferentes, conforme mostrado na Figura 2.7, com a finalidade de degradar a energia do feixe e obter uma função de excitação para a produção de ^{44}Ti com pontos distribuídos no intervalo de energias de 13 a 30 MeV . A segunda amostra foi irradiada com $E_p = 30 \text{ MeV}$. A Figura 2.7 mostra a disposição das placas metálicas na segunda amostra, a distribuição de energias no seu interior e a degradação do feixe.

Figura 2.7 Degradação da energia dos prótons dentro da amostra de 7 lâminas de Ti. a) Valores da energia incidente em cada uma das placas (E_{f_i} , em MeV) e energia perdida em cada uma ($\Delta(i,j)$, em MeV). b) Distribuição de energias em função da profundidade da amostra. Os valores de E_{f_i} e $\Delta(i,j)$ mostrados foram obtidos a partir do monitor de Cu utilizado e do programa SRIM.

Também foram irradiadas uma amostra de Ni e uma amostra de Zr com $E_p = 30 \text{ MeV}$. A amostra de Ni foi formada por 7 placas de Ni de $50(1) \mu\text{m}$ de espessura e 100 mm^2 monitoradas por Cu e duas placas de Al para degradar o feixe de maneira a obter a função de

excitação para várias reações no intervalo de energias de 8 a 30 MeV. A amostra de Zr foi formada por 4 placas de Zr de 0,259(5) mm de espessura e 100 mm² monitoradas por Cu e duas placas de Al para degradar o feixe de maneira a obter a função de excitação para várias reações no intervalo de energias de 9 a 30 MeV. A disposição das placas, a degradação do feixe, a distribuição de energias dentro das amostras, o posicionamento e a espessura das placas de Al utilizadas são mostrados nas Figuras 2.8 e 2.9 para o Ni e o Zr, respectivamente.

Figura 2.8 Degradação da energia dos prótons dentro da amostra de 7 lâminas de Ni. a) Valores da energia incidente em cada uma das placas (Ef_i , em MeV) e energia perdida em cada uma ($\Delta(i,j)$, em MeV). b) Distribuição de energias em função da profundidade da amostra. Os valores de Ef_i e $\Delta(i,j)$ mostrados foram obtidos a partir do monitor de Cu utilizado e do programa SRIM.

Nas irradiações de Ti, Ni e Zr as amostras foram submetidas a cuidadosa limpeza antes da irradiação da mesma forma que as amostras de Si e manipuladas com cuidado para evitar qualquer contaminação externa que pudesse interferir nos resultados das experiências.

Figura 2.9 Degradação da energia dos prótons dentro da amostra de 4 lâminas de Zr. a) Valores da energia incidente em cada uma das placas (Ef_i , em MeV) e energia perdida em cada uma ($\Delta(i,j)$, em MeV). b) Distribuição de energias em função da profundidade da amostra. Os valores de Ef_i e $\Delta(i,j)$ mostrados foram obtidos a partir do monitor de Cu utilizado e do programa SRIM.

§ 2.3 SISTEMA DE AQUISIÇÃO

Para aquisição de dados foi utilizado um detector de germânio *HPGe* da ORTEC (modelo *GEM 30185-P*, número de série *34-TP30930A*) de 2000 V, com volume de 162 cm^3 e resolução de $1,69 \text{ keV}$ para a linha de 1332 keV do ^{60}Co .

A eletrônica utilizada é padrão para experiências de espectroscopia simples no Laboratório do Acelerador Linear (LAL). O sinal produzido no detector é inicialmente amplificado pelo seu pré-amplificador e em seguida por um amplificador 572 da ORTEC que gera um pulso analógico denominado *INHIBIT* que identifica a ocorrência de sobreposição de sinais, possibilitando a eliminação posterior de empilhamentos. À saída do amplificador é conectado um conversor analógico digital (CAD) 114 da ORTEC, cuja amplitude de voltagem de pulso

em anti-coincidência com os sinais lógicos de empilhamento é convertida em um número inteiro, denominado canal. A partir daqui, duas variantes foram usadas. Na primeira, o CAD estava conectado à placa *REGULUS* [Ma96] localizada em um computador. Na segunda, o CAD foi conectado a um módulo histogramador *HM413*, também da Ortec, e controlado pelo programa *ADC114*, desenvolvido no LAL [Ba00]. O ganho do amplificador foi ajustado para cobrir uma faixa de energia que fosse compatível com as linhas a serem observadas em cada caso. A primeira variante do sistema de aquisição foi utilizada nas medidas das amostras de Al, Si, Mg e Cr (com exceção das medidas das amostras de Si e Al para a determinação da produção de ^{26}Al). A segunda variante foi utilizada nas medidas das amostras de Ti, Ni, e Zr, assim como nas medidas para determinar a presença de ^{26}Al . Um esquema simplificado do sistema é apresentado na Figura 2.10.

Figura 2.10 Esquema simplificado do sistema de aquisição utilizado.

§ 2.4 CALIBRAÇÕES INICIAIS

Devido à diferença de atividade das diversas amostras, foi necessária a calibração de eficiência em três distâncias diferentes: para a medida das amostras de Al, Cr, Ti (segunda irradiação), Ni e Zr foi adotada uma distância de 20 cm do detector, as amostras de Cu usadas na monitoração do feixe foram medidas a essa mesma distância. O Si, devido à reduzida atividade (da ordem de *kBq*), foi medido encostado no detector. As medidas do Si e do Al procurando ^{26}Al também foram feitas com as amostras encostadas no detector. O Ti (primeira irradiação) e o Mg foram medidos a 25 cm do detector.

Para a calibração de eficiência próxima ao detector foi utilizada uma fonte de ^{152}Eu de baixa atividade (6,73(10) *kBq*). Devido à proximidade da fonte ao detector foi necessária uma correção de soma para que a curva de calibração pudesse fornecer um valor para o χ^2 dentro do aceitável ($5\% < P(\chi^2) < 95\%$, onde $P(\chi^2)$ é a probabilidade do χ^2 ser excedido). Para a correção de soma foi utilizado o programa KORSUM [De88] cujo funcionamento é descrito

na Seção 2.6. Para a distância de 20 cm foram utilizadas as fontes de ^{152}Eu , ^{137}Cs , ^{56}Co , ^{88}Y e ^{54}Mn e para 25 cm as fontes de ^{152}Eu e ^{22}Na .

No caso da correção para a área do pico do ^{22}Na na irradiação de Si não se utilizou a calibração de eficiência já que o elemento em estudo coincide com uma das fontes de calibração. Assim a correção para a sua área pode ser feita através de uma simples regra de três.

Para a calibração de energia, feita conforme descrito na Seção 2.5, foram utilizadas fontes de ^{152}Eu , ^{60}Co , ^{88}Y , ^{57}Co e ^{207}Bi de forma a cobrirem toda a região de energias de interesse do espectro (de 0 a 3000 keV aproximadamente).

Os picos dos espectros foram ajustados utilizando o programa IDEFIX [Go82a]. Uma listagem inicial dos picos existentes no espectro foi obtida pelo programa OBELIX [Go82b]. O programa IDEFIX ajusta os picos utilizando o método dos mínimos quadrados. Cada pico ajustado consiste de uma gaussiana onde pode ser somada a ela uma função degrau, uma função polinômio de segundo grau e uma cauda exponencial à esquerda. O programa fornece como dados de saída a amplitude do pico, a posição do centróide, a largura à meia altura (FWHM), a altura do degrau, o valor da junção da cauda exponencial (quando for escolhida a opção de soma de degrau e cauda exponencial), o valor calculado da energia em que se encontra o pico e a área do pico. O programa ainda possui a opção de subtração do espectro de fundo.

Nos casos em que o número de contagens encontrados no fotopico foi baixo, a função utilizada consistiu em uma gaussiana simples. Com o aumento do número de contagens a probabilidade de se ter um bom ajuste utilizando uma gaussiana sem complementos vai diminuindo, desta forma o limite, determinado empiricamente, onde deve ser incluída uma função degrau e uma exponencial encontra-se em 10^4 contagens no pico [Tr97].

Para o ajuste da função quadrática referente à calibração de energia foi utilizado o método dos mínimos quadrados. O ajuste fornece os parâmetros e a sua matriz de covariância.

O ajuste da eficiência foi feito utilizando-se uma função polinomial [De88]

$$\ln \varepsilon = \sum_{i=0}^n a_i \left(\ln \left(\frac{E}{E_B} \right) \right)^i \quad (2.1)$$

onde ε é a eficiência, a_i são os parâmetros ajustados, E é a energia e E_B é uma energia escolhida para que os valores não-diagonais da matriz de covariância estejam em torno de

zero. Uma descrição mais detalhada do procedimento utilizado para a calibração de eficiência é feito na Seção 2.6.

§ 2.5 CALIBRAÇÃO DE ENERGIA

Inicialmente será feita uma breve apresentação do método covariante [He81] [Va98] utilizado para a calibração de energia e eficiência. Seja um conjunto de dados (E_i, X_i) , $i = 0, 1 \dots n$, correspondentes à energia do fotopico e ao canal associado a essa energia, respectivamente. A calibração consiste no ajuste dos parâmetros a_j da função polinomial $E(X) = \sum_{j=0}^m a_j X^j$ que melhor representa o conjunto de dados. Utilizando uma representação matricial:

$$\begin{pmatrix} E_1 \\ E_2 \\ \vdots \\ E_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & X_1 & \cdots & X_1^m \\ 1 & X_2 & \cdots & X_2^m \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ 1 & X_n & \cdots & X_n^m \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} a_0 \\ a_1 \\ \vdots \\ a_m \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} e_0 \\ e_1 \\ \vdots \\ e_n \end{pmatrix}. \quad (2.2)$$

Escrevendo de uma forma compacta:

$$\mathbf{E} = \mathbf{X} \cdot \mathbf{A} + \mathbf{e} \quad (2.3)$$

onde $\mathbf{e}$ é o erro que se comete na estimativa de $\mathbf{E}$.

Os parâmetros ajustados $\tilde{\mathbf{A}}$ são dados pela equação escrita sob forma matricial:

$$\tilde{\mathbf{A}} = (\mathbf{X}^t \cdot \mathbf{V}^{-1} \cdot \mathbf{X})^{-1} \cdot \mathbf{X}^t \cdot \mathbf{V}^{-1} \cdot \mathbf{E} \quad (2.4)$$

onde $\mathbf{V}$ é a matriz de covariância de $\mathbf{E}$.

A matriz de covariância de $\tilde{\mathbf{A}}$ é dada por:

$$\tilde{\mathbf{V}}_{\tilde{\mathbf{A}}} = (\mathbf{X}^t \cdot \mathbf{V}^{-1} \cdot \mathbf{X})^{-1} \quad (2.5)$$

A qualidade de ajuste da função é dada pelo χ^2 , com $m-n$ graus de liberdade:

$$\chi^2 = (\mathbf{E} - \mathbf{X} \cdot \tilde{\mathbf{A}}) \cdot \mathbf{V}^{-1} \cdot (\mathbf{E} - \mathbf{X} \cdot \tilde{\mathbf{A}}). \quad (2.6)$$

A calibração inicial de energia em função do número do canal foi feita utilizando-se as fontes citadas em §2.4 (os valores das energias das linhas características das fontes de calibração foram retirados da tabela da *International Atomic Energy Agency* [In91]). Com exceção da fonte ^{152}Eu medida por 1 hora, as fontes foram medidas por 10 minutos. Devido à quantidade de linhas apresentadas pelo ^{152}Eu é necessário um tempo maior para que haja uma melhor formação dos picos referentes aos gamas menos intensos. A curva referente a um dos ajustes (foram realizadas várias calibrações de energia), os parâmetros referentes a ela e a matriz de covariância dos parâmetros são apresentados a seguir.

A curva ajustada, inserida no gráfico (Figura 2.11), é:

$$E = a_0 + a_1 X + a_2 X^2 \quad (2.7)$$

onde $a_0 = 14,188(8)$, $a_1 = 0,338618(13)$ e $a_2 = -1,9(3) \times 10^{-8}$.

Figura 2.11. Exemplo de curva de calibração de energia vs. canal.

A matriz de covariância referente aos parâmetros ajustados é:

$$\mathbf{V}_a = \begin{pmatrix} 6,1106 \cdot 10^{-5} & -8,7624 \cdot 10^{-8} & 1,9507 \cdot 10^{-11} \\ -8,7624 \cdot 10^{-8} & 1,7639 \cdot 10^{-10} & -4,3000 \cdot 10^{-14} \\ 1,9507 \cdot 10^{-11} & -4,3000 \cdot 10^{-14} & 1,1482 \cdot 10^{-17} \end{pmatrix}$$

O ajuste citado forneceu um $\chi^2 = 13,4$ (77% de probabilidade de ser excedido) para 18 graus de liberdade.

A partir da curva de calibração obtida é possível, através de um cálculo covariante, obter as energias dos picos do espectro a ser analisado.

Considerando-se um dado qualquer X , correspondente à posição do pico, a determinação da energia é feita substituindo-se diretamente o valor de X na equação (2.7), a variância referente à energia calculada pode ser obtida por:

$$\sigma_E^2 = \mathbf{F}' \cdot \mathbf{V}_a' \cdot \mathbf{F} \quad (2.8)$$

onde $\mathbf{F}'$ e $\mathbf{V}_a'$ são dados por:

$$\mathbf{F}' = (1 \quad X \quad X^2 \quad a_1 + 2a_2X)$$

$$\mathbf{V}_a' = \begin{pmatrix} & & 0 \\ & \mathbf{V}_a & 0 \\ & & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \sigma_X^2 \end{pmatrix}$$

onde σ_X^2 é a variância associada à posição do pico (fornecida pelo programa IDEFIX ao fazer o ajuste). O preenchimento das linhas e colunas com zeros deve-se ao fato da incerteza da posição do pico não estar correlacionada aos parâmetros da calibração de energia.

§ 2.6 CALIBRAÇÃO DE EFICIÊNCIA

A intensidade absoluta da transição gama por decaimento, I , é definida como a razão entre a taxa de emissão da transição gama considerada e a taxa de decaimento do núcleo pai. Ela se relaciona com a área do fotopico do espectro analisado, A , por:

$$A = N \cdot I \cdot \varepsilon \quad (2.9)$$

onde ε é a eficiência do detector para uma determinada geometria e N é o número de decaimentos do núcleo durante o período de medida t , de modo que

$$N = \int_0^t \alpha \cdot dt \quad (2.10)$$

onde α é a atividade da fonte. Quando a meia-vida do nuclídeo considerado é muito maior que o tempo de medida podemos aproximar a equação (2.10) por $N = \alpha \cdot t$, assim a equação que fornece a eficiência para uma determinada energia é:

$$\varepsilon(E) = \frac{A(E)}{I(E) \cdot \alpha \cdot t} \quad (2.11)$$

onde $I(E)$ é a probabilidade de emissão do gama de energia E .

Para a curva de eficiência ajustou-se a função polinomial (2.1) até segundo grau utilizando o método dos mínimos quadrados [Tr99].

$$\ln \varepsilon(E) = a_0 + a_1 \ln \left(\frac{E}{E_B} \right) + a_2 \ln^2 \left(\frac{E}{E_B} \right) \quad (2.12)$$

Os procedimentos para o ajuste são análogos àqueles utilizados para a calibração de eficiência (X é substituído por $\ln(E/E_B)$), já que ambas funções ajustadas são polinômios de segunda ordem. Porém, a matriz de covariância dos dados não é diagonal, pois no caso de picos provenientes da mesma fonte a atividade da fonte é fator de covariância entre as diversas eficiências.

Os elementos não-diagonais da matriz de covariância V dos dados são:

$$V_{ij, i \neq j} = \left(\frac{\sigma_\alpha}{\alpha} \right)^2 \quad (2.13)$$

Eventualmente poderia existir uma covariância proveniente das intensidades dos gamas, porém não são encontradas na literatura e foram consideradas como sendo nulas [Ve93]. A covariância entre diferentes fontes é nula.

A variância, dada pela equação (2.8), não fornece diretamente a variância da eficiência, mas $\left(\frac{\sigma_{\varepsilon(E)}}{\varepsilon(E)}\right)^2$. A eficiência, porém, é facilmente calculada substituindo a energia em (2.12).

Foram feitas três calibrações de eficiência, uma para a geometria utilizada na medição da folha de Cu, das amostras de Al, Cr, Ni, Zr e da segunda amostra de Ti, outra utilizada na medição do Mg e do primeiro Ti irradiado e outra utilizada na medição do Si e nas medidas do Si e do Al na procura do ^{26}Al . A primeira calibração foi feita a uma distância de 20 cm do detector aproximadamente. A segunda foi feita a uma distância de 25 cm e a terceira foi feita “encostada” no detector devido à baixa atividade da amostra de Si.

Figura 2.12 Calibração de eficiência vs. energia para uma distância de 20 cm fonte-detector.

Na primeira calibração (20 cm de distância do detector) foram utilizadas fontes de ^{152}Eu , ^{137}Cs , ^{54}Mn , ^{60}Co e ^{88}Y , onde foram consideradas somente as energias de interesse para o experimento. A curva de eficiência para esta distância fonte-detector é mostrada na Figura 2.12. Os parâmetros ajustados referentes à equação (2.12) foram ($E_B = 1225 \text{ keV}$): $a_0 = -7,3276(3)$, $a_1 = -0,796(8)$ e $a_2 = -0,064(20)$. A matriz de covariância dos parâmetros ajustados é dada por:

$$V_a = \begin{pmatrix} 1,0540 \cdot 10^{-7} & 4,0532 \cdot 10^{-6} & 2,9953 \cdot 10^{-7} \\ 4,0532 \cdot 10^{-6} & 6,5563 \cdot 10^{-5} & -8,7763 \cdot 10^{-8} \\ 2,9953 \cdot 10^{-7} & -8,7763 \cdot 10^{-8} & 4,1773 \cdot 10^{-4} \end{pmatrix}$$

O ajuste produziu um χ^2 de 7,0 (85% de probabilidade de ser excedido) para 12 graus de liberdade.

Figura 2.13 Calibração de eficiência vs. energia para uma distância de 25 cm fonte-detector. As barras de incerteza dos pontos experimentais não foram colocadas por serem muito menores que a escala vertical utilizada (0,3% da menor divisão).

Na segunda calibração (25 cm de distância do detector) foram utilizadas fontes de ^{152}Eu e ^{22}Na . A curva de eficiência para esta distância é mostrada na Figura 2.13. Os parâmetros ajustados referentes à equação (2.12) foram ($E_B = 500 \text{ keV}$): $a_0 = -6,86(3)$, $a_1 = -1,057(5)$ e $a_2 = 0,066(9)$. A matriz de covariância dos parâmetros ajustados é dada a seguir:

$$V_a = \begin{pmatrix} 9,2042 \cdot 10^{-4} & 6,9921 \cdot 10^{-6} & -3,3058 \cdot 10^{-5} \\ 6,9921 \cdot 10^{-6} & 2,1606 \cdot 10^{-5} & -2,7876 \cdot 10^{-6} \\ -3,3058 \cdot 10^{-5} & -2,7876 \cdot 10^{-6} & 8,7752 \cdot 10^{-5} \end{pmatrix}$$

O ajuste produziu um χ^2 de 17,9 (8,3% de probabilidade de ser excedido) para 11 graus de liberdade.

Na terceira calibração de eficiência (fonte “encostada” ao detector) foi utilizada uma fonte de ^{152}Eu de $6,73(10) \text{ kBq}$. A fonte foi medida durante 10 minutos. Conforme já foi citado, a proximidade da fonte ao detector exige uma correção de soma.

O efeito soma acontece para núclídeos que emitem dois ou mais fótons em seqüência num tempo menor que o tempo de resolução da eletrônica. A probabilidade de se ter efeitos de soma aumenta com o aumento da eficiência total, ou seja, depende da distância fonte-detector, mas não depende da atividade da fonte. A correção de soma foi feita utilizando-se o programa KORSUM. Uma breve explicação do procedimento utilizado para a correção de soma é feita a seguir utilizando-se o esquema de níveis bastante simplificado da Figura 2.14 [De88]:

Figura 2.14 Esquema de decaimento para explicar o procedimento utilizado na correção de soma.

Na ausência de soma e outras correções a taxa de contagem n_{10} no pico γ_1 é:

$$n_{10} = Ap_1\varepsilon_1 \quad (2.14)$$

onde A é a atividade da fonte, p_1 a probabilidade de emissão de γ_1 e ε_1 a eficiência do pico na energia E_1 .

Quando γ_1 é seguido por γ_2 em coincidência surge um pico de energia diferente daqueles esperados devido aos pulsos originais. A probabilidade de contar γ_2 é igual à eficiência total ε_2 . Assim a nova taxa de contagem é dada por:

$$n_1 = Ap_1\varepsilon_1 - Ap_1\varepsilon_1\varepsilon_2 = Ap_1\varepsilon_1(1-\varepsilon_2) \quad (2.15)$$

O fator de correção é dado por:

$$C_1 = \frac{n_{10}}{n_1} = \frac{1}{1-\varepsilon_{12}} \quad (2.16)$$

A situação para o pico 2 é diferente porque uma fração do γ_2 é precedido por um decaimento β e por γ_1 , assim:

$$n_2 = Ap_2\varepsilon_2 - Ap_2\varepsilon_2 \left(\frac{p_1}{p_2} \right) \varepsilon_{11} = Ap_2\varepsilon_2 \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_2} \right) \varepsilon_{11} \right] \quad (2.17)$$

Desta forma o fator de correção para o pico 2 fica:

$$C_2 = \frac{1}{1 - (p_1/p_2)\varepsilon_{11}} \quad (2.18)$$

O fator p_1/p_2 é a fração de γ_2 que é precedida por γ_1 .

A correção para o pico 3 é de outra forma, pois agora a soma de γ_1 e γ_2 acrescenta mais um evento no pico 3, assim:

$$n_3 = Ap_3\varepsilon_3 + Ap_1\varepsilon_1\varepsilon_2 \quad (2.19)$$

Desta forma o fator de correção para o pico 3 fica:

$$C_3 = \frac{n_{30}}{n_3} = \frac{1}{1 + p_1\varepsilon_1\varepsilon_2/(p_3\varepsilon_3)} \quad (2.20)$$

É evidente que o esquema de desintegração do ^{152}Eu é muito mais complicado que o esquema apresentado no exemplo. Neste caso entram como fatores de correção o coeficiente de conversão interna total, o coeficiente de conversão interna da camada K_α a probabilidade de captura eletrônica e a eficiência total para os diversos picos. Com todos esses fatores as fórmulas de correção tornam-se muito mais extensas que as expressões (2.16), (2.18) e (2.20).

A Tabela 2.2 mostra os fatores de correção devido ao efeito soma. Não é de se espantar que se tenham fatores de correção de até 29% para a área dos picos, pois numa geometria próxima pode-se ter uma eficiência total de aproximadamente 0,3. Desta forma substituindo na equação (2.16) chega-se a um fator de correção de $C_1 = 1/(1-0,3) = 1,43$.

Energia (keV)	Fator de Correção
244,6989(10)	1,2306
344,2811(19)	1,1297
411,126(3)	1,2904
443,965(4)	1,2205
778,903(6)	1,1625
867,390(6)	1,2341
964,055(4)	1,0738
1085,842(4)	0,9674
1089,767(6)	1,1212
1112,087(6)	1,0181
1212,970(13)	1,2269
1299,152(9)	~1
1408,022(4)	1,0474

Tabela 2.2 Fatores de correção devido ao efeito soma para os diversos picos do ^{152}Eu utilizados na calibração “encostado” no detector.

Figura 2.15 Calibração de eficiência vs. energia na posição da fonte “encostada” no detector.

A curva de eficiência para a fonte “encostada” no detector é mostrada na Figura 2.15. Os parâmetros ajustados da equação (2.12) são ($E_B = 866 \text{ keV}$): $a_0 = -3,18(4)$, $a_1 = -0,74(8)$ e $a_2 = 0,100(10)$. A matriz de covariância dos parâmetros é:

$$V_a = \begin{pmatrix} 1,2618 \cdot 10^{-3} & -1,4695 \cdot 10^{-3} & -2,3582 \cdot 10^{-3} \\ -1,4695 \cdot 10^{-3} & 6,0573 \cdot 10^{-3} & 6,5926 \cdot 10^{-3} \\ -2,3582 \cdot 10^{-3} & 6,5926 \cdot 10^{-3} & 9,7595 \cdot 10^{-3} \end{pmatrix}$$

O ajuste produziu um χ^2 de 14,8 (14% de probabilidade de ser excedido) para 10 graus de liberdade.

§ 2.7 DETERMINAÇÃO DA ENERGIA E CORRENTE INTEGRADA DO FEIXE DE PRÓTONS

Sejam A_1 e A_2 as atividades referentes a dois núclídeos diferentes formados na mesma amostra irradiada, assim:

$$A_{1(2)} = \frac{n_{1(2)} \cdot \sigma_{1(2)} \cdot I \cdot t_i}{\tau_{1(2)}} \quad (2.21)$$

Os índices referem-se aos núclídeos 1 e 2, n é o número de átomos do elemento formador de 1 e 2, σ são as respectivas seções de choque, I é a corrente utilizada no ciclotron, t_i é o tempo de irradiação da amostra e τ são as vidas-médias.

Desta forma dividindo-se A_1 por A_2 chega-se à seguinte expressão:

$$\frac{\sigma_1}{\sigma_2} = R(E) = \frac{A_1 \cdot \tau_1 \cdot n_2}{A_2 \cdot \tau_2 \cdot n_1} \quad (2.22)$$

onde a razão $R(E)$ entre as seções de choque para a formação de 1 e 2 depende da energia. Para tempos de irradiação da ordem da meia-vida dos núclídeos 1 e 2 a equação (2.22) fica:

$$\frac{\sigma_1}{\sigma_2} = R(E) = \frac{\tau_1}{\tau_2} \cdot \frac{A_1}{A_2} \cdot \left[\frac{\tau_2 \cdot \left(1 - e^{-\frac{t_i}{\tau_2}} \right)}{\tau_1 \cdot \left(1 - e^{-\frac{t_i}{\tau_1}} \right)} \right] \quad (2.22a)$$

Calculando-se as atividades devidamente corrigidas para o dia da irradiação e utilizando-se dados de seções de choque é possível, interpolando a razão $R(E)$, chegar ao valor para a

energia inicial do feixe. No caso específico da utilização dos dados de seção de choque fornecidos pela referência [Ko85] a expressão (2.22) fica:

$$\frac{\sigma_1}{\sigma_2} = R(E) = \frac{A_1 \cdot \tau_1}{A_2 \cdot \tau_2} \quad (2.22b)$$

pois os valores de seção de choque desta referência foram normalizados para o Cu natural, desta forma deve-se suprimir o número de átomos n do elemento formador de 1 e 2.

Calculando-se a energia inicial é possível calcular a seção de choque (tanto de 1 quanto de 2) para essa energia. Com a seção de choque calculada a corrente I é dada por (2.21).

Neste trabalho foram utilizadas folhas de Cu de espessura $\Delta x = 50(1) \mu m$ para a monitoração do feixe. Foram escolhidos os picos de $596,70(5) keV$ do ^{62}Zn , $T_{1/2} = 9,26(2) h$ [Br86], proveniente da reação $^{63}Cu(p,2n)^{62}Zn$, e de $1115,518(22) keV$ do ^{65}Zn , $T_{1/2} = 244,1(2) d$ [Br86], proveniente da reação $^{65}Cu(p,n)^{65}Zn$, para calcular a razão entre as atividades. A medida foi feita a uma distância de $20 cm$ do detector. Com este procedimento foram monitoradas as amostras de Si, Mg, Ti, Ni e Zr.

A formação de ^{62}Zn e ^{65}Zn nas irradiações realizadas ocorreu de maneira muito extensa, impossibilitando na maioria dos casos a medida do Cu logo após a irradiação. Mesmo realizando esta medida alguns (2 ou 3) dias depois, quando já se passaram entre 6 e 10 vezes a meia-vida do ^{62}Zn , os resultados obtidos apresentam valores elevados da incerteza na determinação das áreas dos picos, que por serem muito grandes (principalmente o pico de $1115 keV$ do ^{65}Zn) não permitem um melhor ajuste dos mesmos. Estas incertezas dão um aporte significativo no valor final da incerteza na energia incidente dos prótons que em geral ficou em torno de 2% em todos os casos.

A maior vantagem do método é a sua aplicabilidade na monitoração de feixes sobre amostras nas quais a formação de dois nuclídeos de meia-vida apropriada possa ser determinada e cujas seções de choque sejam bem conhecidas. Neste sentido a monitoração do feixe nas irradiações do Cr constitui o exemplo mais interessante. Neste caso o monitoramento foi feito a partir da formação de ^{51}Cr ($T_{1/2} = 27,704(4) d$) e ^{54}Mn ($T_{1/2} = 312,20(7) d$) na própria amostra durante a irradiação, provenientes das reações $^{52}Cr(p,X)^{51}Cr = ^{52}Cr(p,pn)^{51}Cr + ^{52}Cr(p,2n)^{51}Mn \rightarrow ^{51}Cr$ e $^{54}Cr(p,n)^{54}Mn$, respectivamente. Foram escolhidos os picos de $320,084(6) keV$ do ^{51}Cr e $834,826(21) keV$ do ^{54}Mn . As medidas foram feitas a uma distância de $25 cm$ do detector.

Novamente a produção de ^{51}Cr foi efetuada de maneira intensa. Neste caso, apesar da possibilidade de realizar a medida com um tempo de espera maior, a energia incidente na

amostra foi obtida com incerteza final de 2,5%, mas não foi preciso nenhum cálculo de perda de energia por termos utilizado na monitoração a própria placa irradiada de Cr.

A partir da determinação da energia incidente, a distribuição de energias dentro da amostra foi realizada utilizando a curva de Bragg para cada material irradiado, que pode ser calculada com o programa SRIM. O procedimento utilizado consistiu em dividir cada placa em n fatias e considerar que as perdas de energias dE/dx dentro de cada fatia permanece constante (a diferença no resultado utilizando $n = 5000$ e $n = 100000$ é totalmente desprezível, o valor utilizado neste trabalho foi $n = 5000$). Para calcular as incertezas das energias determinadas desta maneira, foi simplesmente computada a média entre os valores das energias incidentes em cada placa quando considerado em lugar da energia incidente (Ep_0), o valor da energia incidente mais um desvio ($Ep_0 + S_0$) e a energias incidente menos um desvio padrão ($Ep_0 - S_0$). Um procedimento mais refinado pode ser a utilização da média e do desvio padrão da energia obtida em cada placa, gerados na simulação de valores da energia incidentes do tipo $Ep_0 + \varepsilon$, onde ε é uma gaussiana de média zero e desvio padrão S_0 . Porém a diferença entre ambos procedimentos é desprezível. Entretanto existe um detalhe neste cálculo. O fato de termos uma relação inversa entre o dE/dx e a energia, faz com que o cálculo mencionado seja não-linear, obtendo assim um valor da energia cuja distribuição não é normal devido à inevitável assimetria na sua dispersão. Este fato não constitui um problema no caso em que as amostras irradiadas são suficientemente finas fazendo com que dita assimetria seja muito pequena, tornando-se considerável apenas nos valores de energias menores que em geral ficam abaixo dos limiares das reações estudadas. As Figuras 2.5 e 2.7 à 2.9 apresentam os valores de energia incidente em cada placa obtidos desta maneira.

Considerar as placas irradiadas como amostras finas constitui em todos os casos estudados uma boa aproximação. Contudo, esta aproximação vai piorando na medida em que as energias vão caindo devido à dissipação maior que ocorre para valores menores de energias. Portanto a melhor aproximação é considerar que os valores de σ_{tot} obtidos correspondem à média das energias dos prótons no interior das placas e não ao valor obtido na superfície. Este cálculo pode ser realizado utilizando o mesmo processo iterativo anteriormente discutido, que permite determinar o valor da energia dos prótons $E_n(x')$ a uma profundidade x' qualquer dentro das placas dividindo a placa de espessura Δx em n fatias iguais e considerando o dE/dx constante dentro de cada fatia. A partir desta função, o valor da energia média dentro da placa é obtido pela integral:

$$\langle E \rangle = \frac{1}{\Delta x} \int_0^{\Delta x} E_n(x') dx' \quad (2.23)$$

No caso de placas mais espessas e para as energias menores, pode acontecer que a energia média dentro da placa seja menor que o limiar para alguma das reações estudadas. Neste caso o cálculo da energia média deve ser realizado considerando os valores possíveis da energia entre o valor da energia incidente na placa e o limiar de ocorrência da reação. Foi seguindo estes critérios que os valores da seção de choque obtidos foram apresentados nas figuras e tabelas deste trabalho.

§ 2.8 CÁLCULO DAS SEÇÕES DE CHOQUE A PARTIR DOS DADOS EXPERIMENTAIS

O número de desintegrações por unidade de tempo, dN/dt , do produto formado durante uma irradiação é dado por:

$$\frac{dN_{\text{produto}}}{dt} = \lambda N_{\text{alvo}} It_i \sigma - \lambda N_{\text{produto}} \quad (2.24)$$

onde λ é a constante de decaimento do produto, N_{alvo} é o número de átomos do alvo por unidade de área, N_{produto} é o número de átomos produzidos pela reação de interesse, σ é a seção de choque da reação e It_i é a corrente integrada do feixe de prótons.

Quando o tempo de irradiação é muito menor que a meia-vida do elemento produzido, despreza-se o segundo termo da equação (2.24)

$$\frac{dN_{\text{produto}}}{dt} = \lambda N_{\text{alvo}} \sigma It_i \quad (2.25)$$

Desta forma a seção de choque pode ser obtida através da medida da atividade residual da amostra, devidamente corrigida para o dia da irradiação:

$$\sigma = \frac{\tau \cdot \frac{dN_{\text{produto}}}{dt}}{N_{\text{alvo}} \cdot It_i} \quad (2.26)$$

onde $\tau = \frac{1}{\lambda}$ é a vida-média do nuclídeo. Esta última condição foi aplicada em todos os casos estudados.

Um aspecto que merece especial consideração é o procedimento de obtenção das incertezas nos valores determinados das seções de choque. O cálculo neste caso é baseado na propagação de incertezas realizada da maneira habitual uma vez que não são consideradas as possíveis correlações entre as grandezas da equação (2.26). Devido a estarmos determinando seções de choque muito baixas, pertencentes a reações raras a energias próximas do limiar, o resultado final do nosso cálculo depende de maneira direta da precisão com que podemos conhecer os parâmetros envolvidos no cálculo como a percentagem isotópica, as energias e probabilidade de emissão das transições gama, e em particular a meia-vida dos nuclídeos envolvidos, sendo que em alguns dos casos são encontradas situações de grande discrepância nestes valores como no caso da meia-vida do ^{44}Ti . Um comportamento cuidadoso neste caso inclui a utilização dos valores mais recentes e precisos disponíveis assim como a obtenção da melhor estatística de contagem possível nas medidas, tanto das amostras irradiadas quanto das fontes utilizadas nas calibrações. Em particular é extremamente importante a realização de uma boa calibração de eficiência.

§ 2.9 CÁLCULO TEÓRICO DAS FUNÇÕES DE EXCITAÇÃO

Uma reação nuclear ocorre quando partículas ou núcleos colidem com outras partículas ou núcleos. A caracterização deste processo é feita, em primeiro lugar, pela partícula incidente, o alvo e os produtos da reação, ou em outras palavras, pelos canais de entrada e saída. Também devem ser considerados, em geral, outros observáveis como a energia relativa entre as partículas incidentes e emergentes, o ângulo de espalhamento, a polarização (quando os nucleons ou núcleos envolvidos têm spin), a energia de excitação do produto, etc.

A caracterização da reação pode ser resumida pela distribuição da ocorrência dos produtos da reação, as chamadas seções de choque. Quantitativamente, a seção de choque σ_p de formação de um dado produto p é definida como

$$\sigma_p = \frac{\text{No. de partículas } p \text{ produzidas por unidade de tempo}}{\text{No. de partículas incidentes por unidade de tempo e de área}} \quad (2.27)$$

Como a informação obtida da seção de choque depende diretamente da estrutura interna do núcleo inicial e final, a comparação dos observáveis experimentais do espalhamento com os resultados obtidos a partir de modelos nucleares nos ensinam muito acerca da estrutura de núcleos individuais. Depois de realizada esta comparação e de haver determinado os parâmetros do núcleo que são apropriados a um determinado sistema, podemos usar estes mesmos parâmetros para prever o valor da seção de choque em intervalos energéticos ou em sistemas vizinhos nos quais não se tenham dados experimentais disponíveis.

Neste trabalho foi utilizado o código ALICE 91 [B171] [B183] para comparar os dados conhecidos de seções de choque experimentais com os resultados do cálculo teórico a partir de modelos conhecidos. A nossa intenção não é a determinação de parâmetros específicos para estes modelos em intervalos energéticos amplos ou em sistemas diversos. Queremos apenas testar a validade destes modelos para vários sistemas, a energias baixas, quando utilizamos o mesmo conjunto de parâmetros, e comparar a potencialidade dos mesmos na descrição inicial das funções de excitação para algumas das reações induzidas por prótons aqui analisadas. A realização deste tipo de teste tem grande importância já que as previsões teóricas podem constituir uma poderosa ferramenta na preparação e planejamento de novas experiências em regiões com carência de dados experimentais.

A continuação é realizada uma breve descrição dos mecanismos considerados nas reações estudadas assim como dos modelos utilizados. Também são descritos o programa e as condições específicas em que o cálculo foi realizado.

§ 2.9.1 REAÇÕES DIRETAS, DE NÚCLEO COMPOSTO E EMISSÕES DE PRÉ-EQUILÍBRIO

Dependendo, entre outros fatores, da energia cinética da partícula incidente, a reação nuclear pode ocorrer por mecanismos diferentes. As reações diretas ocorrem rapidamente, a escalas temporais da ordem do tempo que leva o projétil para atravessar o núcleo. Portanto o termo “reação direta” é aplicado às reações que interligam os estados inicial e final sem a formação de um sistema composto intermediário. A mais simples destas reações, que podem ser explicadas pelo modelo ótico, são as de espalhamento elástico, na qual a polarização da partícula e a direção do seu movimento são alteradas sem perdas de energia. Existem outros processos diretos mais complicados como o espalhamento inelástico, onde são formados estados coletivos excitados no alvo devido à transferência de parte da energia da partícula incidente, reações com intercâmbio de carga em que a partícula emitida possui a mesma massa mas carga diferente que a da partícula incidente (por exemplo na reação (p,n)), as

reações de *stripping* e *pick-up*, que envolvem a transferência de um ou mais nucleons (alguns casos típicos de reações de *stripping* são as reações (d,p), (t,p), (α ,p), suas inversas são as de *pick-up*). A baixas energias todas estas reações podem ocorrer pelo processo de formação de núcleo composto.

As reações com formação de Núcleo Composto (NC) começam com a captura da partícula incidente por parte do alvo e o subsequente compartilhamento de energia entre todos os componentes do sistema formado. O sistema composto vive o tempo suficiente até ser estabelecido um equilíbrio estatístico completo. Finalmente, depois de um tempo relativamente grande, algumas partículas são emitidas por processos estatísticos similares à evaporação de moléculas a partir de uma gota líquida, permitindo ao núcleo residual atingir seu estado básico mediante a emissão de raios γ .

O modelo do NC baseia-se na suposição de que as forças nucleares são suficientemente fortes para não permitir que a partícula incidente escape antes da completa distribuição da sua energia cinética entre todos os nucleons do alvo. O tempo relativamente grande requerido para atingir esta condição provoca a perda da informação sobre a formação do NC fazendo com que o processo de decaimento seja totalmente independente da mesma. Esta é a chamada Hipótese de Bohr. Em outras palavras, no modelo do NC, o decaimento do sistema criado está totalmente determinado pela sua energia, momento angular e paridade e não pela forma como este foi formado.

Com o aumento da energia cinética da partícula incidente, a probabilidade de formação do NC diminui devido ao aumento da energia de excitação do sistema formado. Isto traz um incremento na energia de excitação média dos nucleons aumentando a probabilidade de que um ou mais deles concentrem energia suficiente para escapar do sistema composto antes que o equilíbrio estatístico seja atingido. Neste caso estamos frente às chamadas emissões de Pré-Equilíbrio (PE).

Análises realizadas a partir das funções de excitação em reações induzidas por prótons mostram que para sistemas intermediários com energias de excitação menores que 20 MeV, a probabilidade de formação do NC é maior que 90%, diminuindo progressivamente de maneira que para uma energia de excitação de aproximadamente 60 MeV, a probabilidade de formação do NC sem emissões de PE é de apenas 30%. Para energias altas, a reação é dominada pelos processos diretos.

Os três mecanismos citados foram considerados no cálculo realizado. Para o cálculo da contribuição das reações diretas foi utilizado o modelo ótico, as reações com formação de NC foram consideradas mediante a teoria estatística de Weisskopf-Ewing e as emissões de PE a

partir do modelo híbrido descrito em [Bl71]. A continuação é feita uma breve descrição destes modelos.

§ 2.9.2 O MODELO ÓTICO FENOMENOLÓGICO

O objetivo principal do modelo ótico é a descrição das reações diretas rápidas (o tempo característico de uma reação direta é $\sim 10^{-22}$ s, numa reação com formação de NC é muito maior, $\sim 10^{-18}$ s ou mais). A idéia principal do modelo consiste em considerar o potencial da interação partícula-núcleo $U(r)$ como uma função complexa. Este procedimento equivale, fisicamente, a considerar que o núcleo está formado por uma matéria com índice de refração complexo de maneira que pode refratar ou absorver as ondas incidentes.

Em programas de cálculo são utilizados potenciais óticos fenomenológicos. Estes potenciais são determinados por um conjunto de parâmetros que são escolhidos para obter o melhor ajuste dos dados experimentais. A forma destes potenciais é

$$\begin{aligned}
 U_{opt}(r) = & +V_c(r) && \text{(termo coulombiano)} \\
 & -(V+iW)f_{V,W}(r) && \text{(termo complexo de volume)} \\
 & +(V_s-iW_s)g_{V_s,W_s}(r) && \text{(termo complexo de superfície)} \\
 & -d_{so}\vec{l} \cdot \vec{s}(V_{so}+iW_{so})h_{V_{so},W_{so}}(r) && \text{(termo complexo da interação spin-órbita)}
 \end{aligned} \tag{2.28}$$

onde a constante spin-órbita é $d_{so} = (\hbar/m_\pi c)^2 \approx 2 \text{ fm}^2$, sendo m_π a massa do pión.

O termo coulombiano é tomado como a interação entre uma partícula pontual carregada Z_p e uma esfera uniformemente carregada de raio R_c e carga Z_t , ou seja

$$V_c(r) = \begin{cases} \frac{Z_p Z_t e^2}{r} & \text{para } r \geq R_c \\ \frac{Z_p Z_t e^2}{2R_c} \left(3 - \frac{r^2}{R_c^2}\right) & \text{para } r \leq R_c \end{cases} \tag{2.29}$$

A parte real e imaginária de volume são tomados como funções de Wood-Saxon

$$f_i(r) = \frac{1}{1 + \exp[(r - R_i)/a_i]} \quad i = V, W \tag{2.30}$$

onde R_i e a_i são o raio e a difusividade dos dois termos, respectivamente.

As partes real e imaginária do termo de superfície são tomadas como a derivada de um potencial de Wood-Saxon

$$g_i(r) = -4a_i \frac{d}{dr} f_i(r) \quad i = V, W \quad (2.31)$$

ou como uma Gaussiana. Em ambos casos o potencial tem um pico em R_i e cai para zero dentro de alguns múltiplos da difusividade a_i . A derivada de um fator de forma de Wood-Saxon com difusividade a_{ws} é praticamente indistinguível da de uma Gaussiana com difusividade $a_G = 2,21a_{ws}$.

Finalmente, as partes real e imaginária do termo de spin-órbita são tomadas como um fator de forma do tipo Thomas, ou seja,

$$h_i(r) = -\frac{1}{r} \frac{d}{dr} f_i(r) \quad i = V_{so}, W_{so} \quad (2.32)$$

Da mesma maneira que no termo imaginário de superfície, o fator de forma de Thomas tem um pico em R_i e cai para zero dentro de alguns múltiplos de a_i .

A parte real do potencial ótico descreve a refração da onda incidente no alvo, a parte imaginária a sua absorção. Portanto todos os processos não elásticos são descritos de maneira global pelo termo que tem o efeito de remover fluxo do feixe incidente.

No programa ALICE 91, o potencial ótico é usado para calcular as seções de choque das reações inversas e a seção de choque de formação do sistema composto. O potencial ótico utilizado contém termos puramente de superfície para nêutrons e puramente de volume para prótons. Isto constitui uma aproximação grosseira para energias da partícula incidente maiores que 90 MeV mas é totalmente apropriado para evaporações a partir do NC, sendo suficiente em nosso caso. Os valores dos parâmetros usados são resumidos na Tabela 2.3. Este conjunto de parâmetros tem sido bem testado e constitui o melhor conjunto no ajuste das seções de choque conhecidas entre o ^{27}Al e o ^{208}Pb para energias $E_p > 40 \text{ MeV}$ [Bl83]. Porém, o resultado para baixas energias é bastante pobre devido à falta de dados para um melhor ajuste.

Nêutrons	Prótons
$V_s = 48 \text{ MeV}$	$V = 60 \text{ MeV}$
$W_s = 9,0 \text{ MeV}$	$W = 5,0 \text{ MeV}$
$V_{so} = 7,0 \text{ MeV}$	$V_{so} = 7,5 \text{ MeV}$
$R_v = (1,322 - 7,6 \times 10^{-4} A + 4 \times 10^{-6} A^2 - 8 \times 10^{-9} A^3) \times A^{1/3} \text{ fm}$	$R_v = 1,2 \times A^{1/3} \text{ fm}$
$R_w = (1,266 - 3,7 \times 10^{-4} A + 2 \times 10^{-6} A^2 - 4 \times 10^{-9} A^3) \times A^{1/3} \text{ fm}$	$R_w = 1,55 \times A^{1/3} \text{ fm}$
$R_{so} = R_w$	$R_{so} = 1,25 \times A^{1/3} \text{ fm}$
$R_c = 1,25 \times A^{1/3} \text{ fm}$	$R_c = 1,25 \times A^{1/3} \text{ fm}$
$a_v = 0,66 \text{ fm}$	$a_v = 0,6 \text{ fm}$
$a_w = 0,48 \text{ fm}$	$a_w = 0,5 \text{ fm}$
$a_{so} = 0,48 \text{ fm}$	$a_{so} = 0,51 \text{ fm}$

Tabela 2.3 Parâmetros do potencial ótico utilizado nos cálculos.

§ 2.9.3 TEORIA DE WEISSKOPF-EWING

O formalismo deste modelo estatístico foi publicado pela primeira vez por V. F. Weisskopf e D. H. Ewing em 1940 [We40].

Consideremos uma reação nuclear iniciada no canal α que conduz à formação de um sistema composto excitado e à sua desintegração pelo canal α' . Utilizando a Hipótese de Independência de Bohr, a seção de choque da reação iniciada no canal α com energia E e terminada no canal α' com energia E' pode ser escrita como o produto da seção de choque para formação do NC $\sigma_{c\alpha}(E)$ e da probabilidade $P_{\alpha'}(E, E')$ de decaimento pelo canal α' ao estado com energias entre E' e $E' + dE'$:

$$\sigma_{\alpha\alpha'}(E, E') dE' = \sigma_{c\alpha}(E) P_{\alpha'}(E, E') dE' \quad (2.33)$$

Seja $\Gamma_{\alpha}(E, E')$ a largura de decaimento do núcleo composto de energia E para o estado com energia emitida E' no canal α' e $\omega_{\alpha'}(U)$ a densidade de níveis do núcleo residual no canal α' com energia de excitação U . Então a probabilidade $P_{\alpha'}(E, E') dE'$ é a razão entre a largura de decaimento $\Gamma_{\alpha}(E, E') \omega_{\alpha'}(U) dE'$ a todos os estados no canal α' no intervalo de energia $E', E' + dE'$ e a largura para todos os possíveis decaimentos do NC:

$$P_{\alpha'}(E, E') dE' = \frac{\Gamma_{\alpha}(E, E') \omega_{\alpha'}(U) dE'}{\sum_{\alpha'} \int_0^{E-Q'} \Gamma_{\alpha'}(E, E'') \omega_{\alpha'}(U'') dE''} \quad (2.34)$$

onde Q'' é o Q da reação entre o canal α e α'' e $U = E - E' - B$ é a energia do núcleo residual.

Usando o teorema de reciprocidade podemos relacionar as seções de choque do canal de saída com as da reação inversa. Como

$$\sigma_{\alpha\alpha'} = \frac{1}{g_\alpha} \frac{\pi}{K_\alpha^2} |S_{\alpha\alpha'}|^2 = \sigma_{c\alpha} \frac{\Gamma_{\alpha'}}{\Gamma} \quad (2.35)$$

e

$$\sigma_{\alpha'\alpha} = \frac{1}{g_{\alpha'}} \frac{\pi}{K_{\alpha'}^2} |S_{\alpha'\alpha}|^2 = \sigma_{c\alpha'} \frac{\Gamma_\alpha}{\Gamma} \quad (2.36)$$

e a reciprocidade implica $S_{\alpha\alpha'} = S_{\alpha'\alpha}$ obtemos:

$$g_\alpha m_\alpha E \sigma_{c\alpha} \Gamma_{\alpha'} = g_{\alpha'} m_{\alpha'} E' \sigma_{c\alpha'} \Gamma_\alpha \quad (2.37)$$

onde $S_{\alpha\alpha'}$ é a matriz de espalhamento S entre os canais α e α' , $g_\alpha = 2i_\alpha + 1$ e $g_{\alpha'} = 2i_{\alpha'} + 1$ são os pesos estatísticos dos canais α e α' e m_α e $m_{\alpha'}$ são as massas reduzidas nos canais α e α' , respectivamente. Isto implica que

$$\Gamma_\alpha \propto g_\alpha m_\alpha E \sigma_{c\alpha} \quad (2.38)$$

de maneira que

$$P_{\alpha'}(E, E') dE' = \frac{g_\alpha m_\alpha E' \sigma_{c\alpha'}(E') \omega_{\alpha'}(U) dE'}{\sum_{\alpha'} g_{\alpha'} m_{\alpha'} \int_0^{E-Q'} E'' \sigma_{c\alpha'}(E'') \omega_{\alpha'}(U'') dE''} \quad (2.39)$$

e portanto

$$\sigma_{\alpha\alpha'}(E, E') dE' = \sigma_{c\alpha}(E) \frac{g_{\alpha'} m_{\alpha'} E' \sigma_{c\alpha'}(E') \omega_{\alpha'}(U) dE'}{\sum_{\alpha'} g_{\alpha'} m_{\alpha'} \int_0^{E-Q'} E'' \sigma_{c\alpha'}(E'') \omega_{\alpha'}(U'') dE''} \quad (2.40)$$

que é a fórmula de Weisskopf-Ewing.

As expressões totais para $\Gamma_{\alpha'}(E, E')$ são obtidas a partir do princípio do balanço detalhado que indica que dois sistemas a e b com densidades de estado ρ_a e ρ_b estão em equilíbrio estatístico quando as perdas por transferências dos estados do sistema a para o sistema b se igualam a seu incremento pelo processo inverso $b \rightarrow a$. Se $W_{ab} = \Gamma_{ab}/\hbar$ é a taxa de decaimento (probabilidade por unidade de tempo) para transições de a a b e $W_{ba} = \Gamma_{ba}/\hbar$ é a taxa de decaimento para o processo inverso, temos

$$\rho_a \Gamma_{ab} = \rho_b \Gamma_{ba} \quad (2.41)$$

No caso do decaimento do NC a estados do canal α' no intervalo energético dE' , desconsiderando a dependência do spin, a densidade de estados coincide com a densidade de níveis e:

$$(i) \quad \rho_a = \omega_a \equiv \omega_{NC}(E) \quad (2.42)$$

O mesmo acontece para o núcleo residual, de modo que $\rho_b = \omega_b$ no canal α'

$$(ii) \quad \omega_b = \omega_{\alpha'}(U) \omega_c(E') \quad (2.43)$$

A densidade de estados contínuos é

$$\omega_c(E') dE' = \frac{4\pi p'^2 V}{\hbar^3} \frac{dp'}{dE'} g_{\alpha'} dE' = \frac{8\pi \mu_{\alpha'} E' V}{\hbar^3 v'} g_{\alpha'} dE' \quad (2.44)$$

onde p', v' e $\mu_{\alpha'}$ são o momento, a velocidade e a massa reduzida da partícula emitida no canal α' , respectivamente e V é o volume no laboratório.

$$(iii) \quad \Gamma_{ab} = \Gamma_{\alpha'}(E, E') dE' \quad (2.45)$$

e

$$(iv) \quad \Gamma_{ba} = v' \sigma_{\alpha'}(E') / V \quad (2.46)$$

onde $\sigma_{\alpha'}(E')$ é a seção de choque inversa para o canal α' .

A partir das equações (2.41) à (2.45) obtemos

$$\Gamma_{\alpha'}(E, E') dE' = \frac{1}{\omega_{NC}(E)} \frac{(2i_{\alpha'} + 1) \mu_{\alpha'} E'}{\pi^2 \hbar^3} \sigma_{c\alpha'}(E') \omega_{\alpha'}(U) dE' \quad (2.47)$$

Por último, a seção de choque inversa para formação do NC a partir do canal α' é identificada com a seção de choque de absorção no canal α' e dada pelo modelo ótico.

§ 2.9.4 MODELO HÍBRIDO PARA REAÇÕES DE PRÉ-EQUILÍBRIO

Saber quando um sistema atinge o equilíbrio em reações nucleares a energias intermediárias é um problema muito antigo e de grande importância para os modelos estatísticos. Uma resposta a este problema foi dada por Griffin [Gr66] com um modelo simples de exciton. Existem outras aproximações mais sofisticadas publicadas por Miller e colaboradores [Ha68] [Ha71]. Neste trabalho as seções de choque foram calculadas usando um modelo que constitui um acordo entre os dois anteriormente citados.

No modelo de exciton [Gr66] se faz a hipótese de que a partícula incidente interage com o núcleo alvo dando lugar a uma configuração inicial caracterizada por um pequeno número de excitons (partículas excitadas e buracos). Interações residuais sucessivas de dois corpos levam a cascatas intranucleares que mediante uma seqüência de estados caracterizados por um número de excitons crescente, conduzem eventualmente a um núcleo residual totalmente equilibrado. Fazendo a restrição de que as interações residuais são de dois corpos, obtemos as seguintes regras de seleção para as variações do número n de excitons, p de partículas e h de buracos:

$$\Delta n = 0, \pm 2 \quad \Delta p = 0, \pm 1 \quad \Delta h = 0, \pm 1 \quad (2.48)$$

O modelo híbrido é usado para calcular a probabilidade de emissão de partículas do tipo c (nêutrons ou prótons) com energia do canal ε_c a partir do NC numa configuração de exciton dada $n = p + h$ com energia E . Para isso multiplicamos a probabilidade de encontrar essa partícula no núcleo com energia de excitação $\varepsilon = \varepsilon_c + B$ pela relação entre a razão de decaimento da partícula para o contínuo $\lambda_c(\varepsilon)$ e a razão de decaimento total dada pela soma de $\lambda_c(\varepsilon)$ e a probabilidade por unidade de tempo de colisão $\lambda_p(\varepsilon)$. Como no caso do modelo do exciton, é feita a hipótese de que durante a cascata de interação nucleon-nucleon o núcleo passa por estados de complexidade crescente com o número de partículas e buracos aumentando numa unidade ao passar de um estado para outro. Portanto temos:

$$\begin{aligned}\sigma(a, \varepsilon_c) d\varepsilon_c &= \sigma_R P_c(\varepsilon_c) d\varepsilon_c \\ &= \sigma_R \sum_{\substack{n=n_0, \\ \Delta n=2}}^{\bar{n}} D_n^h \{ {}_n X_c N_n(\varepsilon, U) / N_n(E) \} g d\varepsilon_c \left(\frac{\lambda_c(\varepsilon)}{\lambda_c(\varepsilon) + \lambda_{1p}(\varepsilon)} \right)\end{aligned}\quad (2.49)$$

onde σ_R é a seção de choque da reação, D_n^h é o fator de depleção, ou seja, é a fração da população inicial que sobrevive a uma hierarquia de exciton n , ${}_n X_c$ é o número de partículas do tipo c no estado de exciton n , $N_n(\varepsilon, U)$ é o número de estados que têm uma partícula com energia $\varepsilon = \varepsilon_c + B$ e os outros excitons com energia $U = E - \varepsilon$, e $N_n(E)$ é o número total de estados de exciton n com energia total E . A razão de decaimento ao contínuo é dada por

$$\lambda_c(\varepsilon) = (2i_c + 1) \frac{m_c \varepsilon_c \sigma_{inv}(\varepsilon_c)}{\pi^2 \hbar^3 g} \quad (2.50)$$

com i_c e m_c sendo o spin e a massa reduzida do nucleon, respectivamente, $\sigma_{inv}(\varepsilon_c)$ a seção de choque do processo inverso e g a densidade de estado de partícula independente.

A probabilidade de colisão por unidade de tempo $\lambda_{1p}(\varepsilon)$ vem dada por

$$\lambda_{1p}(\varepsilon) = v / \bar{\lambda} = v \rho \bar{\sigma} \quad (2.51)$$

onde v é a velocidade da partícula, $\bar{\lambda}$ é o caminho livre médio e $\bar{\sigma}$ é a média da seção de choque nucleon-nucleon.

Como mostrado por Blann e colaboradores [Bl76] numa boa aproximação o número de estados $N_n(E)$ é igual a $\rho_n(E)/g$ de maneira que (sem diferenciar prótons de nêutrons para simplificar) o primeiro fator dentro das chaves em (2.49) resulta

$${}_n X_c N_n(\varepsilon, U) / N_n(E) \approx \frac{\rho_{n-1}(E - \varepsilon)}{\rho_n(E)} \quad (2.52)$$

e com isto a equação (2.49) finalmente se reduz a:

$$\sigma(a, \varepsilon_c) d\varepsilon_c = \sigma_R \sum_{\substack{n=n_0, \\ \Delta n=2}}^{\bar{n}} D_n^h \lambda_{n,c}(E, \varepsilon_c) d\varepsilon_c \tau(\varepsilon) \quad (2.53)$$

com

$$\tau(\varepsilon) = \{\lambda_c(\varepsilon) + \lambda_{1p}(\varepsilon)\}^{-1} \quad (2.54)$$

que pode ser definido como o tempo de vida do estado de partícula independente com energia ε .

§ 2.9.5 PARÂMETROS DOS MODELOS NOS CÁLCULOS

Antes de analisar os resultados dos cálculos em comparação com os valores experimentais mostrados, devemos indicar quais foram os valores usados para os diferentes parâmetros do programa, a fim de definir claramente as condições nas quais os cálculos foram realizados.

Dois tipos de cálculo foram realizados em todos os casos. O primeiro, identificado nos gráficos de resultados como P1, foi realizado utilizando a teoria de Weisskopf-Ewing para as emissões por evaporação em equilíbrio e o modelo ótico para as contribuições diretas. Os parâmetros utilizados em todos os casos no modelo ótico foram os indicados na Tabela 2.3. Neste caso não foram consideradas as emissões de PE. O segundo tipo de cálculo identificado nas figuras como P2 foi realizado de maneira similar ao primeiro, mas considerando as contribuições das emissões de PE segundo o modelo híbrido descrito anteriormente.

Em todos os cálculos foram permitidas emissões de equilíbrio de múltiplas partículas (p, n, d, α), mas apenas foram consideradas emissões de pré-equilíbrio de prótons e nêutrons. Como descrito anteriormente, o modelo ótico forneceu os valores das seções de choque inversas em todos os casos. As densidades de níveis foram consideradas de acordo com o modelo do gás de Fermi pela expressão

$$\rho(U) \propto (U - \delta)^{-5/4} \exp[2\sqrt{a(U - \delta)}] \quad (2.55)$$

onde U é a energia de excitação, δ o espaçamento pelo efeito de emparelhamento e a o parâmetro da densidade de níveis. Como o programa não permite o uso de parâmetros para a densidade de níveis diferentes para diferentes núcleos residuais, o mesmo valor $A/9$ foi usado em todos os casos.

Alguns autores têm notado uma dependência bastante forte entre os resultados dos cálculos com este código e a escolha do método de cálculo das massas nucleares [Bo93]. Três das possíveis maneiras de cálculo das massas têm mostrado resultados mais satisfatórios para

alvos com massas na faixa estudada neste trabalho. A primeira (MS) faz o cálculo usando a fórmula de massa de Myers e Swiatecki [My66] sem correções de camadas nem emparelhamento. A segunda (EX-MS) utiliza os valores experimentais de Wapstra e Gove [Wa71] quando possível e os valores MS quando não existem valores experimentais, mas sem realizar correções de camadas ou emparelhamento. A terceira (EX-MS-C) usa as massas experimentais quando possível e caso contrário usa MS com correção de camadas, emparelhamento e densidade de níveis de acordo com [Ka90]. Neste trabalho os cálculos foram realizados utilizando MS incluindo correções de camadas e emparelhamento. A correção de emparelhamento foi considerada da maneira usual com espaçamento zero para núcleos par-ímpar e espaçamento $\delta = 11/A^{1/2}$ para núcleos ímpar-ímpar. Estes são os parâmetros recomendados no programa e os que fornecem os melhores resultados para reações em núclídeos leves e médios.

Devido a utilização em todas as irradiações de amostras naturais, as funções de excitação calculadas foram normalizadas com relação à abundância isotópica do alvo para assim obter a contribuição adequada de cada reação à formação dos produtos analisados.

Resultados Experimentais da Irradiação de Al

§ 3.1 DETERMINAÇÃO DAS SEÇÕES DE CHOQUE

Neste trabalho foi feita uma irradiação em Al com o propósito de estudar as reações $^{27}\text{Al}(p,X)^7\text{Be}$, $^{27}\text{Al}(p,X)^{22}\text{Na}$ e $^{27}\text{Al}(p,pn)^{26}\text{Al}$. O feixe de prótons de 24 MeV do ciclotron do IPEN possibilita o estudo destas reações a energias pouco acima do limiar de ocorrência.

A irradiação realizada teve um caráter exploratório, pois apesar da relativa facilidade de obtenção de ^{22}Na e ^7Be para energias maiores que 30 MeV queríamos determinar a possibilidade de detecção destes núclídeos quando formados com energias menores que 24 MeV (onde as seções de choque são da ordem de μb). Irradiou-se uma lâmina de Al de 1,90(1) mm de espessura com corrente total integrada de 5 μAh e $E_p = 24 \text{ MeV}$. A medida foi realizada em duas etapas, a primeira foi realizada com tempo de espera de 23 d, e a segunda com tempo de espera de 57 d. As medidas foram realizadas durante um tempo total de 120 e 128 h, respectivamente. Foram usadas fontes de ^{60}Co e ^{152}Eu para calibração de energia e eficiência, ambas medidas por uma hora e com a mesma geometria com que foi medida a amostra, ou seja, a 20 cm de distância do detector. Vários problemas foram detectados no ajuste dos picos devido à má resolução (de aproximadamente 5,8 keV para a linha de 1332 keV do ^{60}Co). Grande parte dos picos não apresentava uma forma gaussiana, os ajustes ficaram com um χ^2 -reduzido muito grande ($\chi^2_{\text{Red}} \sim 40$). A calibração de energia foi feita como descrito em §2.5. Devido a problemas com os espectros de calibração, foi ajustada uma curva simples para calibrar a eficiência. Assim a eficiência foi tomada segundo a função

$$\varepsilon(E) = \frac{b}{E^a} \quad (3.1)$$

onde b é uma constante e a ($a > 0$) é um parâmetro de ajuste. A Tabela 3.1 mostra os valores da constante b e do parâmetro a ajustado para cada medida.

Primeira Medida	Segunda Medida
$b = 0,2$ (fixo)	$b = 0,2$ (fixo)
$a = 0,905(4)$	$a = 0,905(4)$
$\chi^2 = 6,30 \times 10^{-9}$	$\chi^2 = 6,70 \times 10^{-9}$

Tabela 3.1 Resultado do ajuste da função (3.1) para a calibração de eficiência do detector na primeira e segunda medida da amostra de Al.

As Tabelas 3.2 e 3.3 mostram os resultados dos ajustes dos picos nas duas medidas da amostra de Al. A presença do pico na região de 477 keV, energia característica do ^7Be , foi claramente verificada nos dois casos. Porém não foi observado nenhum pico na região de 1274 keV correspondente ao ^{22}Na . A função utilizada no ajuste dos picos foi uma gaussiana.

IRRADIAÇÃO DE AL				$t_e = 23,3 d$ $t_m = 120 h$			
Primeira Medida							
Energia (keV)	I (%) [†]	Área ($\times 10^3$)	Origem	Energia (keV)	I (%)	Área ($\times 10^3$)	Origem
121,970(3)	85,5(4)	112,7(6)	^{57}Co	977,670(18)	1,40(3)	22,3(3)	^{56}Co
136,410(23)	10,69(17)	13,6(6)	^{57}Co	983,806(3)	99,99(20)	637,8(8)	^{48}V
158,97(6)	68(2)	5,5(6)	^{47}Sc	1038,138(3)	14,1(3)	189,6(5)	^{56}Co
184,33(4)	53(7)	9,2(7)	^{235}U (f)	1115,90(3)	50,75(10)	10,9(3)	^{65}Zn
290,47(9)	-	2,4(5)	ED	1120,93(5)	99,987(1)	5,24(29)	^{46}Sc
320,094(9)	9,83(14)	41,2(6)	^{51}Cr	1159,88(13)	0,091(10)	0,98(21)	^{56}Co
477,69(4)	10,39(21)	6,0(5)	^7Be	1175,406(12)	2,26(6)	27,3(3)	^{56}Co
511,108(3)	-	2593,7(17)	e^+ / e^-	1238,648(3)	67,0(13)	743,8(8)	^{56}Co
733,72(8)	0,192(22)	3,3(4)	^{56}Co	1260,66(8)	-	4,1(3)	ES
744,40(4)	90,0(19)	8,9(5)	^{52}Mn	1312,492(2)	97,49(20)	465,7(7)	^{48}V
749,61(5)	-	6,9(5)	ED	1335,51(14)	0,121(2)	1,67(22)	^{56}Co
766,08(5)	-	7,1(4)	-	1360,606(8)	4,29(9)	43,70(27)	^{56}Co
788,15(5)	0,307(7)	5,5(4)	^{56}Co	1434,53(4)	100	5,69(24)	^{52}Mn
803,02(6)	0,150(20)	5,1(3)	^{48}V	1442,79(12)	0,174(4)	2,14(18)	^{56}Co
811,06(4)	99,5(3)	7,9(4)	^{58}Co	1461,48(5)	10,67(10)	4,76(19)	^{40}K (f)
835,09(4)	99,975(2)	7,4(4)	^{54}Mn	1504,70(20)	-	1,02(21)	ES
847,020(3)	99,9(1)	1638,4(13)	^{56}Co	1576,893(16)	-	21,86(23)	-
881,26(14)	-	2,2(3)	-	1764,68(12)	15,9(3)	2,05(13)	^{214}Bi (f)
889,45(5)	99,984(1)	6,4(3)	^{46}Sc	1772,033(5)	15,5(3)	120,8(3)	^{56}Co
928,61(6)	0,77(5)	5,53(27)	^{48}V	1811,33(5)	0,650(20)	5,13(18)	^{56}Co
935,27(3)	94,5(20)	12,2(3)	^{52}Mn	1964,76(5)	0,702(14)	5,11(15)	^{56}Co
944,388(8)	7,76(9)	53,1(4)	^{48}V	2016,337(18)	3,03(6)	21,71(29)	^{56}Co

[†] As intensidades das transições gama em todas as tabelas foram retiradas de [Br86].

Tabela 3.2 Análise da amostra de Al. Primeira medida 23,3 d após a irradiação. Em destaque o pico referente ao ^7Be . Nas tabelas e gráficos dos capítulos de resultados, t_e representa o tempo de espera entre a irradiação e a medida, t_m é o tempo de medida, ES e ED significam Escape Duplo e Escape Simples, respectivamente e (f) indica que a linha provém do fundo radioativo.

IRRADIAÇÃO DE Al				$t_e = 57,2 d$ $t_m = 128 h$			
Segunda Medida							
Energia (keV)	I (%)	Área ($\times 10^3$)	Origem	Energia (keV)	I (%)	Área ($\times 10^3$)	Origem
122,054(2)	85,5(4)	119,3(5)	^{57}Co	1077,06(13)	-	1,31(25)	-
136,467(12)	10,69(17)	147(4)	^{57}Co	1115,289(17)	50,75(10)	10,85(22)	^{65}Zn
166,00(9)	-	1,4(4)	-	1120,31(3)	99,987(1)	4,31(18)	^{46}Sc
216,34(12)	-	2,3(7)	-	1140,08(11)	0,126(15)	1,39(23)	^{56}Co
320,051(11)	9,83(14)	20,2(4)	^{51}Cr	1159,63(13)	0,091(10)	1,11(22)	^{56}Co
477,52(4)	10,39(21)	4,4(3)	^7Be	1174,801(9)	2,26(6)	22,84(22)	^{56}Co
510,887(3)	-	1851,9(15)	e^+ / e^-	1237,975(3)	67,0(13)	640,9(8)	^{56}Co
733,29(5)	0,192(22)	3,8(3)	^{56}Co	1260,05(5)	-	3,29(16)	ES
749,14(3)	-	5,4(3)	ED	1311,790(3)	97,49(20)	124,4(3)	^{48}V
765,65(4)	-	3,97(28)	-	1335,33(12)	0,121(2)	1,00(14)	^{56}Co
787,62(3)	0,307(7)	4,51(28)	^{56}Co	1359,878(6)	4,29(9)	37,41(23)	^{56}Co
810,655(26)	99,5(3)	7,15(27)	^{58}Co	1442,49(8)	0,174(4)	1,43(12)	^{56}Co
834,673(23)	99,975(2)	7,51(26)	^{54}Mn	1460,72(5)	10,67(10)	2,97(16)	^{40}K (f)
846,576(3)	99,9(1)	1411,9(12)	^{56}Co	1503,48(21)	-	1,42(22)	ES
889,04(3)	99,984(1)	5,0(3)	^{46}Sc	1523,26(8)	-	2,78(20)	-
943,897(15)	7,76(9)	13,8(3)	^{48}V	1576,060(12)	-	18,46(19)	-
983,290(2)	99,99(20)	169,6(5)	^{48}V	1771,056(4)	15,5(3)	103,2(3)	^{56}Co
977,165(13)	1,40(3)	17,12(25)	^{56}Co	1764,76(21)	15,9(3)	0,65(10)	^{214}Bi (f)
1012,45(5)	-	4,9(3)	-	1810,40(3)	0,650(20)	4,72(14)	^{56}Co
1037,589(2)	14,1(3)	161,9(4)	^{56}Co				

Tabela 3.3 Análise da amostra de Al. Segunda medida 57,2 d após a irradiação. Em destaque o pico referente ao ^7Be .

As Figuras 3.1 e 3.2 mostram os espectros obtidos e o ajuste do pico na região de 477 keV nas duas medidas.

Figura 3.1 a) Espectro gama da amostra de Al. Primeira medida, $t_m = 120 h$, $t_e = 23,3 d$. b) Ajuste do pico na região de 477 keV.

A partir do ajuste da função (3.1) para a eficiência e considerando a corrente de prótons incidente como $5 \mu\text{Ah}$, é possível estimar o valor da seção de choque para a formação de ^7Be .

O cálculo foi realizado segundo os dados dos picos ajustados nas duas medidas da amostra e o resultado foi $\sigma_{tot} = 0,201(18) \mu b$ e $\sigma_{tot} = 0,197(17) \mu b$ para a primeira e a segunda medida, respectivamente, para uma energia média na amostra de $21,6(11) MeV$.

Figura 3.2 a) Espectro gama da amostra de Al. Segunda medida, $t_m = 128$ h, $t_e = 57,2$ d. b) Ajuste do pico na região de 477 keV.

Uma terceira medida desta amostra foi realizada visando a determinação da presença de ^{22}Na e ^{26}Al . A detecção de ^{26}Al por espectroscopia gama é um processo extremamente delicado devido a sua meia-vida longa ($T_{1/2} = 7,2(3) \times 10^5 a$), é necessário esperar um tempo suficientemente grande após a irradiação para conseguir a eliminação dos isótopos de meia-vida curta que interferem na detecção das atividades extremamente baixas do ^{26}Al . Por este motivo a determinação de ^{26}Al é realizada principalmente usando AMS [Si97] [Mi96]. Uma única referência foi encontrada onde este tipo de medida foi realizada por espectroscopia gama [Fu71]. O tempo de espera neste caso foi de aproximadamente 10 a e foi utilizado um espectrômetro $\gamma\gamma$ em coincidência formado por dois detectores de NaI(Tl). Nossa medida foi realizada no sistema descrito em §2.3 e o tempo de espera foi de 1210 d (3,32 a). A medida foi realizada com a amostra encostada no detector, portanto a calibração de eficiência utilizada foi aquela descrita na Seção 2.6 para este tipo de geometria. Foram tomados 30 espectros de 4 h cada, somando um tempo total de 120 h .

Os picos detectados nesta terceira medida, as áreas ajustadas e a identificação das linhas encontradas são mostrados na Tabela 3.4. Desta vez foi possível detectar a linha de 1274 keV referente ao ^{22}Na assim como a linha de 1808 keV referente ao ^{26}Al . Devido ao tempo longo da medida e à grande quantidade de espectros somados, uma análise do passeio dos picos na região do 1808 keV foi realizada, o resultado é mostrado na Figura 3.3, onde aparece a posição dos centróides do mesmo pico em cada um dos espectros somados. As linhas paralelas acima

e abaixo dos pontos experimentais correspondem à média (linha tracejada) dos pontos experimentais acrescida e subtraída de 0,5 keV, respectivamente. Desta figura podemos ver que o passeio máximo do pico foi de 1,3 canais, equivalente a 0,5 keV, portanto não foi necessária nenhuma relocação dos espectros.

IRRADIAÇÃO DE Al				$t_e = 1210 d$ $t_m = 120 h$			
Terceira Medida							
Energia (keV)	I (%)	Área ($\times 10^3$)	Origem	Energia (keV)	I (%)	Área ($\times 10^3$)	Origem
122,00(3)	85,5(4)	429,3(8)	^{57}Co	1038,01(14)	14,1(3)	0,27(5)	^{56}Co
136,40(3)	10,69(17)	53,1(3)	^{57}Co	1063,51(2)	74,9(15)	3,18(8)	^{207}Bi
185,60(7)	53(7)	2,29(22)	^{235}U (f)	1077,27(3)	-	6,02(9)	-
238,55(7)	43,6(11)	2,01(18)	^{212}Pb (f)	1115,36(5)	50,75(10)	44,03(22)	^{65}Zn
241,66(10)	7,46(15)	1,44(17)	^{214}Pb (f)	1120,11(5)	15,0(3)	1,09(5)	^{214}Bi (f)
295,07(4)	19,2(4)	3,97(22)	^{214}Pb (f)	1172,96(7)	99,90(2)	0,85(6)	^{60}Co
351,76(2)	37,1(7)	6,42(20)	^{214}Pb (f)	1237,91(4)	67,0(13)	1,79(6)	^{56}Co
510,79(2)	-	813,7(11)	e^+ / e^-	1274,14(8)	99,937(15)	5,58(9)	^{22}Na
569,53(3)	97,8(5)	7,65(12)	^{207}Bi	1297,18(8)	-	1,05(7)	ES
583,34(12)	86(3)	0,77(12)	^{208}Tl (f)	1331,94(8)	99,9824(5)	0,70(6)	^{60}Co
609,24(2)	46,1(17)	4,92(12)	^{214}Bi (f)	1376,97(16)	4,02(9)	0,34(5)	^{214}Bi (f)
768,08(17)	4,88(10)	0,44(8)	^{214}Bi (f)	1407,54(24)	2,48(5)	0,20(5)	^{214}Bi (f)
786,52(10)	-	0,83(10)	ED	1459,94(4)	10,67(10)	1,61(6)	^{40}K (f)
805,77(28)	1,23(3)	0,32(7)	^{214}Bi (f)	1587,14(14)	-	0,33(5)	-
834,85(4)	99,975(2)	68,01(27)	^{54}Mn	1762,72(5)	15,9(3)	1,13(5)	^{214}Bi (f)
846,79(2)	99,9(1)	3,55(8)	^{56}Co	1768,91(10)	15,5(3)	0,405(37)	^{56}Co
911,37(13)	29(3)	0,524(8)	^{228}Ac (f)	1784,35(15)	-	0,58(7)	1274 + 511
934,16(23)	3,16(6)	0,25(7)	^{214}Bi (f)	1807,59(27)	99,76(10)	29,48(22)	^{26}Al
968,85(24)	17,4(17)	0,34(7)	^{228}Ac (f)	2202,21(22)	4,99(10)	0,342(3)	^{214}Bi (f)

Tabela 3.4 Análise da amostra de Al. Terceira medida realizada 1210 d após a irradiação. Em destaque os picos referentes a ^{22}Na e ^{26}Al .

Antes de calcular a seção de choque para formação de ^{26}Al pela reação $^{27}\text{Al}(p,pn)^{26}\text{Al}$ devemos notar que o ^{56}Co que encontramos na amostra apresenta uma linha de energia 1810,80(4) keV com intensidade de 0,650(20)%. Calculando a atividade média do ^{56}Co na amostra a partir dos picos detectados e mostrados na Tabela 3.4, notamos que a possível contribuição deste nuclídeo ao pico de 1807,59(7) keV correspondente aos 1808 keV do ^{26}Al é muito menor que a incerteza do cálculo da área deste pico, sendo assim desprezível.

O cálculo da seção de choque foi realizado a partir das áreas dos picos correspondentes ao ^{26}Al e ao ^{22}Na conforme descrito em §2.8. O resultado foi $\sigma_{\text{tot}} = 120(15) \text{ mb}$ para a reação $^{27}\text{Al}(p,X)^{22}\text{Na}$ e $\sigma_{\text{tot}} = 96(13) \text{ mb}$ para a reação $^{27}\text{Al}(p,pn)^{26}\text{Al}$.

Considerando que o ^7Be é cosmogênico (ele é proveniente do ^{14}N) devemos garantir que o número de contagens detectadas seja originado apenas na amostra de ^{27}Al . Para isso foi tomado um espectro de fundo nas mesmas condições em que foram feitas as medidas anteriores, durante um tempo total de 60 h. A Figura 3.4 mostra este espectro assim como a

sua ampliação na região de interesse no entorno de 477 keV , na qual não foi detectada a presença de ^7Be . Portanto o ^7Be cosmogênico não interfere nas medidas.

Figura 3.3 Passeio do pico referente à energia de 1808 keV como função do tempo de medida.

Figura 3.4 a) Espectro de fundo medido durante 60 h. Os gamas mais intensos aparecem identificados. b) Ampliação do espectro de fundo na região de 477 keV evidenciando a ausência de picos.

§ 3.2 ANÁLISE DOS RESULTADOS EXPERIMENTAIS

O estudo da formação de ${}^7\text{Be}$ e ${}^{22}\text{Na}$ a partir de Al constituiu neste trabalho o ponto de partida na tentativa de estabelecer um método de determinação de seções de choque de reações raras induzidas por prótons a baixas energias. A obtenção destes produtos a energias maiores que 30 MeV pode ocorrer por meio de um grande número de reações, nas quais além do produto de interesse e do núcleo residual, várias partículas (p, n, α) ou núcleos leves podem ser liberados. Nestas condições os valores das seções de choque podem ser da ordem de 100 μb e 10 mb no caso da formação de ${}^7\text{Be}$ e ${}^{22}\text{Na}$, respectivamente. Porém a energias menores, quando a maioria dos canais de saída não estão mais disponíveis, estes valores sofrem drásticas reduções sendo extremamente baixos para energias inferiores a 24 MeV. Desta maneira, a confirmação da detecção destes produtos nas condições citadas permitiu o estabelecimento de uma metodologia que guiasse o estudo de reações raras de interesse astrofísico em diversas condições físicas.

Um dos principais problemas enfrentados nesta primeira experiência foi a má formação dos picos durante as duas primeiras medidas por problemas da eletrônica. Isto fez com que a eficiência fosse determinada a partir da função simples da equação (3.1) e não pelo método descrito na Seção 2.6.

As duas primeiras medidas da amostra, realizadas com tempo de espera suficiente para permitir o decaimento dos núclídeos de meia-vida curta, permitiu a detecção clara do ${}^7\text{Be}$. Os valores obtidos nas duas medidas para a sua seção de choque foram consistentes e o valor da média ponderada dos mesmos é mostrado na Figura 3.5. Este resultado foi obtido numa região de energia onde não há outros dados publicados, porém podemos notar que nosso resultado experimental apresenta um comportamento compatível com o que poderíamos esperar a partir da função de excitação conhecida para energias um pouco superiores.

Nestas primeiras medidas, o ${}^{22}\text{Na}$ não foi observado devido às relativamente altas atividades dos isótopos do Co, em especial o ${}^{56}\text{Co}$ que possui uma transição de 1238 keV com probabilidade de emissão de 67%, e ao ${}^{48}\text{V}$ com uma linha de 1312 keV e 97% de probabilidade de emissão. A origem destes núclídeos pode ser a contaminação com Fe que ocorre no processo de montagem do Al no porta-amostra do ciclotron, este tipo de contaminação foi encontrada em outras amostras irradiadas neste trabalho conforme discutido mais adiante.

O fato de ter sido esta a primeira amostra irradiada permitiu a medida da mesma com o maior tempo de espera possível para este projeto, mais de 3,3 anos. Desta vez a detecção do

^{22}Na assim como a do ^{26}Al pôde ser confirmada, uma vez que a possível contribuição do ^{56}Co ao pico de 1808 keV, calculada a partir das áreas dos picos mais intensos deste nuclídeo, foi considerada desprezível por ser menor que a incerteza da área ajustada do pico de 1808 keV. O valor da seção de choque para a formação destes nuclídeos aparece representado na Figura 3.6 para o ^{22}Na e na Figura 3.7 para o ^{26}Al .

Figura 3.5 Função de excitação para a reação $^{27}\text{Al}(p,X)^7\text{Be}$. O valor que aparece no gráfico ($\sigma_{\text{tot}} = 0,199(12) \mu b$) é a média ponderada dos valores de σ_{tot} calculados nas duas primeiras medidas da amostra.

O resultado obtido para a formação de ^{22}Na mostrou-se excessivamente elevado com relação ao esperado para este valor da energia incidente, ficando totalmente incompatível com outros dados publicados como pode ser visto na Figura 3.6. A causa desta anomalia pode ter sido a contaminação por Na proveniente do suor. Este fato mostrou a necessidade de realizar uma limpeza cuidadosa nas amostras para o estudo da formação de ^{22}Na (em especial o Si), procedimento que foi estendido ao resto das amostras.

A detecção do ^{26}Al foi possível graças ao valor elevado da seção de choque de formação deste nuclídeo (da ordem de 100 mb) e do tempo de espera longo. Apesar de termos achado um valor menor que o esperado, nosso resultado é consistente com os dados publicados se considerarmos 3 desvios padrões.

Figura 3.6 Função de excitação para a reação $^{27}\text{Al}(p,X)^{22}\text{Na}$

Figura 3.7 Função de excitação para a reação $^{27}\text{Al}(p,pn)^{26}\text{Al}$.

O fato do ^7Be ser um nuclídeo cosmogênico foi motivo de preocupação, mas a medida do fundo radioativo realizada mostrou a ausência deste pico, conforme pode ser visto na Figura 3.4. Este fato também pode ser comprovado na terceira medida da amostra, onde além

de ^{22}Na , de ^{26}Al e de alguns núclídeos de meia-vida mais longa provenientes da contaminação da amostra com Fe, como foi comentado anteriormente, só foram observados os picos característicos do fundo radioativo do nosso laboratório [Ej94], com ausência total de qualquer pico na região de 477 keV.

Na terceira medida, realizada com tempo de espera longo, vários picos provenientes do fundo radioativo foram observados. Em particular, como foi mostrado na Tabela 3.4, observaram-se as linhas características do ^{40}K , ^{208}Tl , ^{214}Bi , $^{212,214}\text{Pb}$ e ^{235}U . Porém, a presença inesperada de ^{207}Bi não deve ter sido originada no fundo, mas em pequenas quantidades de impurezas de Pb na própria amostra. Esta afirmação será bem argumentada no Capítulo 10.

§ 3.3 ANÁLISE DOS RESULTADOS TEÓRICOS

Devido as limitações nos valores de A e Z considerados por parte do programa para os produtos, a função de excitação para a reação $^{27}\text{Al}(p,X)^7\text{Be}$ não foi calculada.

As primeiras funções de excitação calculadas foram apresentadas nas Figuras 3.6 e 3.7 para as reações $^{27}\text{Al}(p,X)^{22}\text{Na}$ e $^{27}\text{Al}(p,pn)^{26}\text{Al}$, respectivamente. Em ambos casos podemos notar que até uma energia de aproximadamente 30 MeV praticamente não há diferenças entre o resultado do cálculo de equilíbrio e o de PE. Apenas para energias acima de 30 MeV as emissões de PE assumem um papel importante na descrição dos dados experimentais. No caso da formação de ^{22}Na o resultado do cálculo é quase zero para energias inferiores a 28 MeV apesar de que canais da reação permanecem abertos até energias muito menores. Neste caso notamos uma dependência forte com a opção de massa. A discrepância notada pode estar sendo causada pela estimativa grosseira das energias de ligação e das massas dos núclídeos a partir da formula de Myers-Swiatecki. A partir de 30 MeV a descrição qualitativa e quantitativa oferecida pelo modelo híbrido é muito boa até a energia de 40 MeV analisada.

No caso da formação de ^{26}Al , o resultado do cálculo teórico superestima os valores experimentais até por um fator 2 para energias no entorno de 26 MeV. A inclusão das emissões de PE permitiram uma boa descrição dos dados experimentais para energias a partir de 36 MeV.

Resultados Experimentais das Irradiações de Si

§ 4.1 DETERMINAÇÃO DAS SEÇÕES DE CHOQUE

§ 4.1.1 PRIMEIRA IRRADIAÇÃO DE Si

A primeira irradiação de Si teve um caráter exploratório e foi realizada com uma amostra formada por 6 placas de Si conforme descrito na Seção 2.2. Uma folha de Cu foi utilizada para monitorar o feixe de prótons conforme descrito em §2.7. A Tabela 4.7 mostra os valores da energia média dos prótons em cada uma das placas, determinados a partir do Cu e do programa SRIM. O valor da energia incidente na amostra foi $E_p = 23,2(4) \text{ MeV}$, a corrente do feixe de prótons foi $I_t = 1,64(7) \mu\text{Ah}$. A distribuição de energias no interior da amostra assim como a fração de energia dissipada em cada placa são mostradas na Figura 2.5a.

Devido à baixa atividade das placas de Si (da ordem de kBq) a amostra foi medida “encostada” no detector. A primeira placa foi medida durante um tempo total de 46 h, a diferença das outras, medidas durante um tempo total de 48 h (problemas com a eletrônica impossibilitaram a medida da primeira placa por 48 h).

A seguir são mostrados nas Tabelas 4.1 à 4.6 os resultados da análise dos espectros das seis placas. Nas Figuras 4.1 à 4.6 são mostrados os espectros assim como os ajustes referentes aos picos de 1274 keV do ^{22}Na .

PRIMEIRA IRRADIAÇÃO DE Si				$t_e = 4,0 d$ $t_m = 46 h$			
Primeira Placa							
Energia (keV)	I (%)	Área ($\times 10^3$)	Origem	Energia (keV)	I (%)	Área ($\times 10^3$)	Origem
122,099(21)	85,5(4)	2,45(11)	^{57}Co	909,027(17)	99,01(10)	4,56(15)	^{89}Zr
127,26(5)	12,9(8)	0,87(8)	^{57}Ni	935,408(9)	94,5(20)	13,03(22)	^{52}Mn
136,38(13)	10,69(17)	0,34(8)	^{57}Co	983,42(3)	100	1,74(12)	^{48}Sc
159,370(13)	68(2)	4,80(13)	^{47}Sc	1037,75(5)	14,1(3) / 97,5(3)	1,27(14)	$^{56}\text{Co} + ^{48}\text{Sc}$
174,97(13)	7,47(7)	0,414(11)	^{48}Sc	1115,13(16)	50,75(10)	0,28(11)	^{65}Zn
184,557(11)	20,4(4)	6,31(14)	^{67}Ga	1238,152(19)	67,0(13)	5,30(18)	^{56}Co
208,79(12)	2,33(6)	0,34(10)	^{67}Ga	1246,18(11)	4,21(10)	0,33(9)	^{52}Mn
271,23(5)	86,6(12)	1,42(13)	^{44}mSc	1274,436(17)	99,937(15)	5,77(18)	^{22}Na
300,192(21)	16,6(3)	2,93(12)	^{67}Ga	1311,94(5)	100	1,22(15)	^{48}Sc
320,037(18)	9,83(14)	3,81(13)	^{51}Cr	1333,41(12)	5,09(11)	0,37(10)	^{52}Mn
388,47(3)	84,8(8)	1,47(9)	^{87}Y	1377,23(8)	77,9(16)	0,94(8)	^{57}Ni
393,52(7)	4,64(9)	0,65(7)	^{67}Ga	1433,904(13)	98,2(20)	9,15(23)	^{52}Mn
477,334(9)	-	9,38(13)	-	1771,11(6)	15,5(3)	1,19(20)	^{56}Co
484,78(4)	92,2(9)	1,20(7)	^{87}Y	1785,10(8)	-	0,96(29)	1274 + 511
510,913(4)	-	94,8(4)	e^+/e^-	1919,04(15)	14,7(9)	0,45(3)	^{57}Ni
744,100(7)	90,0(19)	15,03(15)	^{52}Mn	2014,90(27)	3,03(6)	0,153(26)	^{56}Co
803,22(6)	-	2,5(6)	-	2034,49(10)	7,77(16)	0,48(3)	^{56}Co
834,73(3)	99,975(2)	1,24(12)	^{54}Mn	2598,33(6)	16,7(3)	0,94(5)	^{56}Co
846,716(9)	99,9(1)	12,89(19)	^{56}Co				

Tabela 4.1 Primeira irradiação de Si. Medida da primeira placa de Si, realizada 4,0 d após a irradiação. Em destaque o pico referente ao ^{22}Na .

PRIMEIRA IRRADIAÇÃO DE Si				$t_e = 6,1 d$ $t_m = 48 h$			
Segunda Placa							
Energia (keV)	I (%)	Área ($\times 10^3$)	Origem	Energia (keV)	I (%)	Área ($\times 10^3$)	Origem
122,082(9)	85,5(4)	5,81(13)	^{57}Co	909,40(13)	99,01(10)	0,59(12)	^{89}Zr
127,20(3)	12,9(8)	1,24(7)	^{57}Ni	935,404(23)	94,5(20)	2,98(9)	^{52}Mn
136,55(5)	10,69(17)	0,79(9)	^{57}Co	983,42(4)	100	0,88(6)	^{48}Sc
159,392(15)	68(2)	3,46(11)	^{47}Sc	1037,73(7)	14,1(3) / 97,5(3)	0,60(6)	$^{56}\text{Co} + ^{48}\text{Sc}$
184,584(6)	20,4(4)	13,36(15)	^{67}Ga	1115,27(6)	50,75(10)	0,58(6)	^{65}Zn
208,93(3)	2,33(6)	1,04(9)	^{67}Ga	1238,123(26)	67,0(13)	2,57(8)	^{56}Co
271,33(10)	86,6(12)	0,43(9)	^{44}Sc	1274,43(3)	99,937(15)	1,40(6)	^{22}Na
300,193(9)	16,6(3)	6,65(15)	^{67}Ga	1312,01(6)	100	0,59(5)	^{48}Sc
320,071(10)	9,83(14)	5,94(11)	^{51}Cr	1332,10(21)	5,09(11)	0,21(6)	^{52}Mn
388,47(3)	84,8(8)	1,57(8)	^{87}Y	1359,0(4)	4,29(9)	0,18(12)	^{56}Co
393,482(27)	4,64(9)	1,76(8)	^{67}Ga	1377,38(5)	77,9(16)	0,96(6)	^{57}Ni
477,486(23)	-	2,09(7)	-	1434,06(6)	98,2(20)	1,82(12)	^{52}Mn
484,72(3)	92,2(9)	1,38(6)	^{87}Y	1771,08(11)	15,5(3)	0,51(5)	^{56}Co
510,865(11)	-	20,24(23)	e^+ / e^-	1785,16(16)	-	0,32(3)	1274 + 511
744,089(18)	90,0(19)	3,03(8)	^{52}Mn	1919,45(20)	14,7(9)	0,18(5)	^{57}Ni
802,90(8)	-	0,67(8)	-	2015,00(26)	3,03(6)	0,120(24)	^{56}Co
834,71(10)	99,975(2)	0,44(7)	^{54}Mn	2034,17(17)	7,77(16)	0,197(27)	^{56}Co
846,683(13)	99,9(1)	6,37(11)	^{56}Co	2598,36(10)	16,7(3)	0,38(4)	^{56}Co

Tabela 4.2 Primeira irradiação de Si. Medida da segunda placa de Si, realizada 6,1 d após a irradiação. Em destaque o pico referente ao ^{22}Na .

PRIMEIRA IRRADIAÇÃO DE Si				$t_e = 8,2 d$ $t_m = 48 h$			
Terceira Placa							
Energia (keV)	I (%)	Área ($\times 10^3$)	Origem	Energia (keV)	I (%)	Área ($\times 10^3$)	Origem
122,10(8)	85,5(4)	0,32(7)	^{57}Co	935,55(7)	94,5(20)	0,66(6)	^{52}Mn
159,40(10)	68(2)	0,25(7)	^{47}Sc	983,44(26)	100	0,15(6)	^{48}Sc
184,89(7)	20,4(4)	0,73(11)	^{67}Ga	1238,22(8)	67,0(13)	0,59(6)	^{56}Co
320,127(21)	9,83(14)	1,88(8)	^{51}Cr	1274,68(26)	99,937(15)	0,09(4)	^{22}Na
388,77(17)	84,8(8)	0,31(9)	^{87}Y	1312,14(22)	100	0,16(5)	^{48}Sc
477,67(6)	-	0,56(6)	-	1434,17(10)	98,2(20)	0,50(6)	^{52}Mn
510,70(4)	-	3,03(15)	e^+ / e^-	1771,14(20)	15,5(3)	0,26(8)	^{56}Co
744,09(5)	90,0(19)	0,79(6)	^{52}Mn	2599,12(25)	16,7(3)	0,089(31)	^{56}Co

Tabela 4.3 Primeira irradiação de Si. Medida da terceira placa de Si, realizada 8,2 d após a irradiação. Em destaque o pico referente ao ^{22}Na .

PRIMEIRA IRRADIAÇÃO DE Si				$t_e = 12,2 d$ $t_m = 48 h$			
Quarta Placa							
Energia (keV)	I (%)	Área ($\times 10^3$)	Origem	Energia (keV)	I (%)	Área ($\times 10^3$)	Origem
122,100(12)	85,5(4)	3,81(10)	^{57}Co	935,42(6)	94,5(20)	0,76(6)	^{52}Mn
136,49(7)	10,69(17)	0,67(10)	^{57}Co	983,56(5)	100	0,81(6)	^{48}Sc
159,47(5)	68(2)	0,92(7)	^{47}Sc	1037,78(6)	14,1(3) / 97,5(3)	0,45(5)	$^{56}\text{Co} + ^{48}\text{Sc}$
184,672(22)	20,4(4)	2,74(12)	^{67}Ga	1115,43(8)	50,75(10)	0,38(6)	^{63}Zn
208,68(12)	2,33(6)	0,27(8)	^{67}Ga	1238,215(28)	67,0(13)	2,48(7)	^{56}Co
300,20(3)	16,6(3)	1,19(12)	^{67}Ga	1274,51(6)	99,937(15)	0,81(6)	^{22}Na
320,104(16)	9,83(14)	3,13(9)	^{51}Cr	1311,99(6)	100	0,73(6)	^{48}Sc
388,62(12)	84,8(8)	0,35(7)	^{87}Y	1359,25(29)	4,29(9)	0,13(5)	^{56}Co
393,54(12)	4,64(9)	0,36(7)	^{87}Y	1433,97(8)	98,2(20)	0,50(5)	^{52}Mn
477,57(3)	-	0,99(6)	-	1771,12(9)	15,5(3)	0,49(5)	^{56}Co
510,870(19)	-	9,43(20)	e^+ / e^-	1785,16(17)	-	0,24(5)	1274 + 511
744,07(4)	90,0(19)	0,97(6)	^{52}Mn	2034,39(17)	7,77(16)	0,261(29)	^{56}Co
834,82(11)	99,975(2)	0,36(6)	^{54}Mn	2598,61(11)	16,7(3)	0,45(5)	^{56}Co
846,772(14)	99,9(1)	5,72(27)	^{56}Co				

Tabela 4.4 Primeira irradiação de Si. Medida da quarta placa de Si, realizada 12,2 d após a irradiação. Em destaque o pico referente ao ^{22}Na .

PRIMEIRA IRRADIAÇÃO DE Si				$t_e = 19,0 d$ $t_m = 48 h$			
Quinta Placa							
Energia (keV)	I (%)	Área ($\times 10^3$)	Origem	Energia (keV)	I (%)	Área ($\times 10^3$)	Origem
122,13(6)	85,5(4)	0,49(7)	^{57}Co	1037,88(12)	14,1(3) / 97,5(3)	0,15(3)	$^{56}\text{Co} + ^{48}\text{Sc}$
320,15(3)	9,83(14)	1,09(7)	^{51}Cr	1238,58(5)	67,0(13)	0,94(6)	^{56}Co
477,85(13)	-	0,29(6)	-	1312,5(3)	100	0,07(4)	^{48}Sc
510,66(6)	-	2,17(14)	e^+ / e^-	1434,11(19)	98,2(20)	0,27(8)	^{52}Mn
744,34(11)	90,0(19)	0,22(5)	^{52}Mn	1771,64(24)	15,5(3)	0,24(15)	^{56}Co
846,921(27)	99,9(1)	2,26(8)	^{56}Co	2599,23(21)	16,7(3)	0,34(25)	^{56}Co
935,65(11)	94,5(20)	0,29(5)	^{52}Mn				

Tabela 4.5 Primeira irradiação de Si. Medida da quinta placa de Si, realizada 19,0 d após a irradiação. O pico de 1274 keV não foi observado.

PRIMEIRA IRRADIAÇÃO DE Si				$t_e = 21,2\,d$			
Sexta Placa				$t_m = 48\,h$			
Energia (keV)	I (%)	Área (×10 ³)	Origem	Energia (keV)	I (%)	Área (×10 ³)	Origem
122,128(8)	85,5(4)	7,44(12)	⁵⁷ Co	1115,58(4)	50,75(10)	1,03(9)	⁶⁵ Zn
136,61(4)	10,69(17)	1,11(9)	⁵⁷ Co	1238,296(24)	67,0(13)	3,09(8)	⁵⁶ Co
184,60(3)	20,4(4)	1,39(10)	⁶⁷ Ga	1274,50(16)	99,937(15)	0,19(4)	²² Na
320,111(11)	9,83(14)	4,86(10)	⁵¹ Cr	1312,16(20)	100	0,20(6)	⁴⁸ Sc
477,64(9)	-	0,38(6)	-	1360,02(30)	4,29(9)	0,19(7)	⁵⁶ Co
510,870(26)	-	6,03(17)	e ⁺ / e ⁻	1434,10(4)	98,2(20)	1,15(6)	⁵² Mn
744,208(29)	90,0(19)	1,60(6)	⁵² Mn	1771,41(8)	15,5(3)	0,53(4)	⁵⁶ Co
834,83(8)	99,975(2)	0,42(5)	⁵⁴ Mn	1785,16(23)	-	0,069(26)	1274 + 511
846,818(11)	99,9(1)	7,49(11)	⁵⁶ Co	2014,58(12)	3,03(6)	0,063(16)	⁵⁶ Co
935,51(3)	94,5(20)	1,43(7)	⁵² Mn	2034,77(14)	7,77(16)	0,141(28)	⁵⁶ Co
1037,84(6)	14,1(3) / 97,5(3)	0,65(5)	⁵⁶ Co + ⁴⁸ Sc	2598,59(9)	16,7(3)	0,59(6)	⁵⁶ Co

Tabela 4.6 Primeira irradiação de Si. Medida da sexta placa de Si, realizada 21,2 d após a irradiação. Em destaque o pico referente ao ^{22}Na .

a)

b)

Figura 4.1 a) Espectro gama da primeira placa de Si, $t_m = 46 h$, $t_e = 4,0 d$. b) Ajuste do pico na região de 1274 keV.

a)

b)

Figura 4.2 a) Espectro gama da segunda placa de Si, $t_m = 48 h$, $t_e = 6,1 d$. b) Ajuste do pico na região de 1274 keV.

a)

b)

Figura 4.3 a) Espectro gama da terceira placa de Si, $t_m = 48 h$, $t_e = 8,2 d$. b) Ajuste do pico na região de 1274 keV.

a)

b)

Figura 4.4 a) Espectro gama da quarta placa de Si, $t_m = 48 h$, $t_e = 12,2 d$. b) Ajuste do pico na região de 1274 keV.

a)

b)

Figura 4.5 a) Espectro gama da quinta placa de Si, $t_m = 48 h$, $t_e = 19,0 d$. b) Ampliação do espectro na região de 1274 keV evidenciando a ausência de picos.

Figura 4.6 a) Espectro gama da sexta placa de Si, $t_m = 48\ h$, $t_e = 21,2\ d$. b) Ajuste do pico na região de $1274\ keV$.

Os resultados dos cálculos da seção de choque para formação de ^{22}Na obtidos a partir dos dados mostrados anteriormente aparecem na Tabela 4.7 junto com os valores da energia média dos prótons em cada uma das placas.

PRIMEIRA IRRADIAÇÃO DE Si					
PRODUTO: ^{22}Na			REAÇÃO: $\text{Si}(p, X)^{22}\text{Na}$		
Placa	t_e (d)	t_m (h)	Área ($\times 10^3$)	Ep (MeV)	σ_{tot} (μb)
1	4,0	46	5,77(18)	21,9(5)	116(7)
2	6,1	48	1,40(6)	20,5(5)	20,2(13)
3	8,2	48	0,09(4)	19,1(5)	1,4(4)
4	12,2	48	0,81(6)	17,6(6)	10,4(8)
5	19,0	48	Não apareceu	16,0(6)	Não apareceu
6	21,2	48	0,19(4)	15,0(7)	4,9(6)

Tabela 4.7 Função de excitação para formação de ^{22}Na pela reação $\text{Si}(p,X)^{22}\text{Na}$ obtida na primeira irradiação de Si.

Devido à grande quantidade de átomos de Si presentes em todas as placas juntas (volume de $0,3 \text{ cm}^3$ aproximadamente) foi feita uma tentativa de detecção de ^{26}Al . A medida foi realizada com tempo total de 96 h , o tempo de espera foi de $15,0 \text{ d}$.

A Figura 4.7 mostra o espectro obtido na região de 1808 *keV* e o ajuste dos picos que aparecem. Dois picos são observados claramente, mas nenhum deles corresponde ao ^{26}Al . O primeiro com energia de 1810 *keV* corresponde ao ^{56}Co presente na amostra com atividade relativamente alta. O valor da sua área foi $133(10) \times 10$ e corresponde ao valor esperado para esta linha de intensidade 0,650(20)%, conforme pode ser observado a partir da linha de 1238 *keV* do ^{56}Co com intensidade 67,0(13)% e cuja área é aproximadamente 100 vezes maior.

O ajuste do pico de 1238 keV do ^{56}Co é mostrado na Figura 4.8. O pico à direita do 1810 keV que aparece com uma área aproximadamente igual à do anterior corresponde à soma das energias de $846 + 977\text{ keV}$ do ^{56}Co . A presença de picos soma ocorre com bastante facilidade em medidas feitas com a geometria utilizada.

Figura 4.7 Ajuste dos picos encontrados na região de 1808 keV da medida de todas as placas de Si juntas durante $96h$. Os picos observados se devem ao ^{56}Co .

Figura 4.8 Ajuste do pico de 1238 keV correspondente ao ^{56}Co na medida de todas as placas de Si juntas durante $96h$.

No total foram somados 96 espectros de 1 h . Devido ao grande número de espectros somados foi feita a verificação do possível “passeio” dos picos do espectro. Tomaram-se como referência dois picos de cada espectro de 1 h , um localizado no começo do espectro com energia de 122 keV proveniente do ^{57}Co e outro localizado no final com energia de 1771 keV proveniente do ^{56}Co . A Figura 4.9 mostra o resultado para cada caso. As linhas paralelas acima e abaixo dos pontos experimentais correspondem à média (linha tracejada) da posição dos pontos experimentais acrescida e subtraída de 1 keV , respectivamente.

Nota-se pelos gráficos anteriores que o pico de baixa energia praticamente não muda de posição ao longo dos 96 espectros. O pico de energia maior, embora apresente uma mudança visível de posição, varia dentro da faixa de 1 keV . Desta forma não foi necessária nenhuma relocação dos espectros.

Apesar de não termos conseguido verificar a presença de ^{26}Al , uma segunda tentativa foi realizada neste sentido. Para isto foram medidas novamente todas as placas durante um tempo total de 120 h (foram tomados 30 espectros de 4 h cada). O tempo de espera desta vez foi muito maior, de 350 d . Problemas causados por queda de tensão na eletrônica ocasionaram uma mudança brusca na calibração de energia entre os espectros 17 e 18. Portanto a análise foi realizada considerando-se dois conjuntos de espectros, o primeiro correspondente às

primeiras 48 h de medidas e o segundo correspondente às últimas 48 h. A análise foi baseada nos dados recolhidos durante um tempo total de 96 h. O problema mencionado não apresenta consequências negativas, apenas foi necessário, antes de somar as áreas dos picos correspondentes dos dois conjuntos de espectros, realizar uma calibração de energia para cada um deles. O espectro das últimas 48 h de medida é mostrado na Figura 4.10.

Figura 4.9 Posição do centróide do pico de a) $E\gamma = 122 \text{ keV}$, b) $E\gamma = 1771 \text{ keV}$, como função do tempo.

Figura 4.10 a) Espectro gama na segunda medida para detectar ^{26}Al (correspondente às últimas 48 h de medida), $t_m = 48 \text{ h}$, $t_e = 350 \text{ d}$. b) Ampliação do espectro na região de 1808 keV.

Devido à presença de ^{56}Co , para podermos garantir que o pico de 1808 keV provém do ^{26}Al foi preciso determinar a contribuição do ^{56}Co nesta região. Para isto todos os picos de ^{56}Co detectados foram ajustados e com cada valor da área obtida foi determinada a atividade do ^{56}Co nas amostras. A seguir foi calculada a média ponderada das atividades e com este valor foi computada a contribuição do ^{56}Co na região de 1810 keV. Desta maneira a área esperada do ^{56}Co na região de 1810 keV resultou 69,7(24) contagens, sendo que o pico ajustado com

energia de 1808 keV teve área bem maior, de 456(41) *contagens*, evidenciando, desta vez, a presença de ^{26}Al (as duas áreas referem-se a um tempo de medida total de 96 h e são incompatíveis mesmo considerando 9 vezes o desvio padrão). A Figura 4.11 mostra o pico ajustado na região de 1808 keV no espectro correspondente as últimas 48 h de medidas, o pico total assim como a contribuição calculada do ^{56}Co são mostrados na Figura 4.12.

Figura 4.11 Ajuste do pico encontrado na região de 1808 keV (espectro das últimas 48 h)

Figura 4.12 Região de 1808 keV do espectro total de 96 h e contribuição calculada do ^{56}Co na região.

a)

b)

Figura 4.13 Passeio dos picos de a) $E\gamma = 122\ keV$ e b) $E\gamma = 1238\ keV$, correspondentes ao ^{57}Co e ao ^{56}Co , respectivamente. Nos gráficos estão representadas as médias dos centróides dos picos para os primeiros 17 espectros e para os 13 últimos separadamente. As linhas da média menos um keV para os primeiros espectros e da média mais um keV para os últimos fica fora dos gráficos nos dois casos.

Como nas medidas longas anteriores, foi verificado o possível passeio dos picos ao longo do tempo. Foram usados os picos de 122 keV do ^{57}Co e 1238 keV do ^{56}Co . A Figura 4.13 mostra os resultados, apresentados da maneira habitual. Pode-se notar a acentuada mudança de posição dos picos a partir do espectro 17, mas entre os espectros do início da medida e

aqueles do fim não houve mudanças de mais de 1 keV na posição em nenhum dos casos, portanto não foi realizada a relocação dos espectros.

Finalmente para poder estimar a seção de choque de formação de ^{26}Al pela reação $^{29}Si(p,\alpha)^{26}Al$ foi subtraída da área do 1808 keV a possível contribuição do ^{56}Co determinada anteriormente. O resultado da seção de choque assim determinada foi $\sigma_{tot} = 50(6) mb$.

§ 4.1.2 SEGUNDA IRRADIAÇÃO DE SI

Devido aos problemas ocorridos na primeira irradiação (várias placas de Si foram quebradas dificultando a interpretação dos resultados) uma segunda irradiação de Si foi realizada numa amostra formada por 8 placas de Si conforme descrito na Seção 2.2. Um recipiente foi construído para evitar o acidente descrito (Figura 2.6). Uma lâmina de Cu foi utilizada para monitoração do feixe de prótons e a análise foi realizada de maneira similar a da primeira irradiação de Si. A corrente total integrada determinada desta maneira foi $It_i = 6,4(4) \mu Ah$. Os valores da energia média dos prótons em cada placa são mostrados na Tabela 4.14. As medidas foram realizadas na mesma geometria do caso anterior. Foram tomados espectros de cada placa por tempo total de 48 h.

A seguir são mostrados nas Tabelas 4.8 à 4.13 os resultados da análise dos espectros das seis primeiras placas. Nas Figuras 4.14 à 4.19 são mostrados também estes espectros assim como os ajustes referentes aos picos de 1274 keV do ^{22}Na (placas 1 à 4). Devido à baixa energia dos prótons incidentes ($Ep = 21,2(4) MeV$) não foi possível a formação dos produtos de interesse nas placas 7 e 8, portanto estes dados não são mostrados.

SEGUNDA IRRADIAÇÃO DE Si				$t_e = 7,8 d$ $t_m = 48 h$			
Primeira Placa							
Energia (keV)	I (%)	Área ($\times 10^3$)	Origem	Energia (keV)	I (%)	Área ($\times 10^3$)	Origem
122,240(11)	85,5(4)	2,49(10)	^{57}Co	835,28(8)	99,975(2)	0,19(4)	^{54}Mn
136,64(8)	10,69(17)	0,16(6)	^{57}Co	847,225(16)	99,9(1)	3,04(8)	^{56}Co
159,569(6)	68(2)	7,18(18)	^{47}Sc	909,51(5)	99,01(10)	0,74(5)	^{89}Zr
184,755(6)	20,4(4)	7,90(19)	^{67}Ga	935,970(25)	94,5(20)	1,73(7)	^{52}Mn
209,09(4)	2,33(6)	0,71(13)	^{67}Ga	983,90(4)	100	0,70(5)	^{48}Sc
271,46(4)	86,6(12)	0,55(12)	^{44}Sc	1038,33(8)	14,1(3)	0,40(5)	^{56}Co
300,347(10)	16,6(3)	4,87(20)	^{67}Ga	1115,895(5)	50,75(10)	23,44(16)	^{65}Zn
320,173(13)	9,83(14)	2,81(15)	^{51}Cr	1238,533(28)	67,0(13)	1,41(5)	^{56}Co
388,599(15)	84,8(8)	2,36(7)	^{87}Y	1274,781(15)	99,937(15)	3,45(7)	^{22}Na
393,590(22)	4,64(9)	1,30(6)	^{67}Ga	1312,28(5)	100	0,54(4)	^{48}Sc
477,675(20)	-	1,74(6)	-	1360,52(29)	4,29(9)	0,17(9)	^{56}Co
484,891(18)	92,2(9)	2,04(7)	^{87}Y	1377,77(8)	77,9(16)	0,28(3)	^{57}Ni
511,096(7)	-	37,6(6)	e^+ / e^-	1434,12(3)	98,2(20)	1,19(5)	^{52}Mn
744,569(20)	90,0(19)	1,96(7)	^{52}Mn	1770,60(10)	15,5(3)	0,224(22)	^{56}Co
803,58(6)	-	0,44(5)	-	1784,50(6)	-	0,509(29)	1274 + 511
811,22(10)	99,5(3)	0,28(5)	^{58}Co	2598,63(10)	16,7(3)	0,202(17)	^{56}Co

Tabela 4.8 Segunda irradiação de Si. Medida da primeira placa de Si, realizada 7,8 d após a irradiação. Em destaque o pico referente ao ^{22}Na .

SEGUNDA IRRADIAÇÃO DE Si				$t_e = 12,8 d$ $t_m = 48 h$			
Segunda Placa							
Energia (keV)	I (%)	Área ($\times 10^3$)	Origem	Energia (keV)	I (%)	Área ($\times 10^3$)	Origem
122,042(6)	85,5(4)	9,06(12)	^{57}Co	834,91(9)	99,975(2)	0,42(6)	^{54}Mn
136,44(3)	10,69(17)	0,95(9)	^{57}Co	846,855(6)	99,9(1)	14,81(20)	^{56}Co
159,365(16)	68(2)	2,18(8)	^{47}Sc	909,17(5)	99,01(10)	0,69(5)	^{89}Zr
185,593(28)	20,4(4)	1,26(8)	^{67}Ga	935,595(16)	94,5(20)	3,06(7)	^{52}Mn
208,62(21)	2,33(6)	0,18(7)	^{67}Ga	983,583(13)	100	4,34(8)	^{48}Sc
319,908(8)	9,83(14)	6,25(10)	^{51}Cr	1037,843(27)	14,1(3)	1,53(6)	^{56}Co
388,33(5)	84,8(8)	0,49(6)	^{87}Y	1238,105(11)	67,0(13)	6,45(9)	^{56}Co
477,388(29)	-	1,19(6)	-	1274,30(7)	99,937(15)	0,55(5)	^{22}Na
484,54(6)	92,2(9)	0,55(5)	^{87}Y	1311,789(17)	100	3,32(7)	^{48}Sc
510,850(8)	-	26,41(21)	e^+ / e^-	1359,66(7)	4,29(9)	0,51(4)	^{56}Co
744,244(14)	90,0(19)	3,58(8)	^{52}Mn	1433,545(23)	98,2(20)	2,20(6)	^{52}Mn
803,04(13)	-	0,26(6)	-	1770,04(3)	15,5(3)	1,26(4)	^{56}Co
810,74(7)	99,5(3)	0,46(5)	^{58}Co	2598,17(4)	16,7(3)	1,05(4)	^{56}Co

Tabela 4.9 Segunda irradiação de Si. Medida da segunda placa de Si, realizada 12,8 d após a irradiação. Em destaque o pico referente ao ^{22}Na .

SEGUNDA IRRADIAÇÃO DE Si				$t_e = 19,8 d$			
Terceira Placa				$t_m = 48 h$			
Energia (keV)	I (%)	Área ($\times 10^3$)	Origem	Energia (keV)	I (%)	Área ($\times 10^3$)	Origem
122,086(10)	85,5(4)	3,98(9)	^{57}Co	983,545(17)	100	2,90(7)	^{48}Sc
136,48(6)	10,69(17)	0,55(7)	^{57}Co	1037,856(19)	14,1(3)	2,32(7)	^{56}Co
159,41(4)	68(2)	0,66(7)	^{47}Sc	1238,069(9)	67,0(13)	9,84(11)	^{56}Co
185,71(4)	20,4(4)	1,05(7)	^{67}Ga	1274,05(21)	99,937(15)	0,12(4)	^{22}Na
319,962(18)	9,83(14)	1,95(7)	^{51}Cr	1311,807(21)	100	2,03(6)	^{48}Sc
477,46(4)	-	0,78(6)	-	1360,66(6)	4,29(9)	0,77(5)	^{56}Co
510,878(8)	-	23,31(22)	e^+ / e^-	1377,60(16)	77,9(16)	0,102(29)	^{57}Ni
744,26(3)	90,0(19)	1,09(6)	^{52}Mn	1433,50(4)	98,2(20)	0,63(4)	^{52}Mn
810,78(9)	99,5(3)	0,31(5)	^{58}Co	1769,886(27)	15,5(3)	1,86(5)	^{56}Co
846,832(5)	99,9(1)	23,18(16)	^{56}Co	2598,03(3)	16,7(3)	1,84(4)	^{56}Co
935,60(4)	94,5(20)	1,01(5)	^{52}Mn				

Tabela 4.10 Segunda irradiação de Si. Medida da terceira placa de Si, realizada 19,8 d após a irradiação. Em destaque o pico referente ao ^{22}Na .

SEGUNDA IRRADIAÇÃO DE Si				$t_e = 21,96 d$			
Quarta Placa				$t_m = 48 h$			
Energia (keV)	I (%)	Área ($\times 10^3$)	Origem	Energia (keV)	I (%)	Área ($\times 10^3$)	Origem
122,07(4)	85,5(4)	0,86(8)	^{57}Co	846,864(7)	99,9(1)	12,80(12)	^{56}Co
136,96(21)	10,69(17)	0,26(9)	^{57}Co	935,45(6)	94,5(20)	0,39(4)	^{52}Mn
159,34(14)	68(2)	0,20(7)	^{47}Sc	983,580(22)	100	1,69(5)	^{48}Sc
185,695(27)	20,4(4)	1,00(6)	^{67}Ga	1037,851(26)	14,1(3)	1,39(54)	^{56}Co
320,06(17)	9,83(14)	0,15(6)	^{51}Cr	1115,66(14)	50,75(10)	0,102(24)	^{65}Zn
477,42(10)	-	0,20(4)	-	1238,110(12)	67,0(13)	5,59(8)	^{56}Co
510,884(10)	-	15,49(17)	e^+ / e^-	1311,83(3)	100	1,28(8)	^{48}Sc
744,19(7)	90,0(19)	0,48(5)	^{52}Mn	1359,90(12)	4,29(9)	0,36(5)	^{56}Co
803,14(12)	-	0,18(3)	-	1433,42(12)	98,2(20)	0,21(5)	^{52}Mn
810,74(15)	99,5(3)	0,15(3)	^{58}Co	1769,91(4)	15,5(3)	0,98(4)	^{56}Co
835,10(23)	99,975(2)	0,103(28)	^{54}Mn	2598,10(5)	16,7(3)	0,82(5)	^{56}Co

Tabela 4.11 Segunda irradiação de Si. Medida da quarta placa de Si, realizada 21,96 d após a irradiação. O pico referente ao ^{22}Na não foi observado.

SEGUNDA IRRADIAÇÃO DE Si				$t_e = 24,7 d$			
Quinta Placa				$t_m = 48 h$			
Energia (keV)	I (%)	Área ($\times 10^3$)	Origem	Energia (keV)	I (%)	Área ($\times 10^3$)	Origem
122,081(24)	85,5(4)	1,45(8)	^{57}Co	983,540(24)	100	1,64(6)	^{48}Sc
136,62(11)	10,69(17)	0,20(5)	^{57}Co	1037,814(20)	14,1(3)	2,34(7)	^{56}Co
185,743(26)	20,4(4)	1,00(6)	^{67}Ga	1115,40(4)	50,75(10)	1,02(6)	^{65}Zn
477,25(14)	-	0,25(6)	-	1238,064(9)	67,0(13)	9,76(13)	^{56}Co
510,869(9)	-	19,85(23)	e^+ / e^-	1311,79(3)	100	1,17(5)	^{48}Sc
802,87(18)	-	0,24(5)	-	1359,68(6)	4,29(9)	0,79(5)	^{56}Co
810,94(17)	99,5(3)	0,26(5)	^{58}Co	1377,08(16)	77,9(16)	0,12(3)	^{57}Ni
846,827(5)	99,9(1)	23,00(18)	^{56}Co	1769,891(27)	15,5(3)	1,90(5)	^{56}Co
934,649(20)	94,5(20)	0,13(5)	^{52}Mn	2598,01(3)	16,7(3)	1,79(5)	^{56}Co

Tabela 4.12 Segunda irradiação de Si. Medida da quinta placa de Si, realizada 24,7 d após a irradiação. O pico referente ao ^{22}Na não foi observado.

SEGUNDA IRRADIAÇÃO DE Si				$t_e = 26,8 d$ $t_m = 48 h$			
Sexta Placa							
Energia (keV)	I (%)	Área ($\times 10^3$)	Origem	Energia (keV)	I (%)	Área ($\times 10^3$)	Origem
122,06(4)	85,5(4)	0,66(6)	^{57}Co	983,44(3)	100	0,94(4)	^{48}Sc
136,12(23)	10,69(17)	0,15(6)	^{57}Co	1037,72(5)	14,1(3)	0,45(4)	^{56}Co
185,686(27)	20,4(4)	1,07(6)	^{67}Ga	1115,43(16)	50,75(10)	0,11(3)	^{65}Zn
477,56(12)	-	0,24(5)	-	1237,953(21)	67,0(13)	2,03(6)	^{56}Co
510,820(15)	-	8,75(14)	e^+ / e^-	1311,61(4)	100	0,64(4)	^{48}Sc
803,02(12)	-	0,21(4)	-	1359,86(15)	4,29(9)	0,12(22)	^{56}Co
846,754(11)	99,9(1)	4,83(8)	^{56}Co	2598,80(8)	16,7(3)	0,36(28)	^{56}Co
934,56(23)	94,5(20)	0,15(5)	^{52}Mn				

Tabela 4.13 Segunda irradiação de Si. Medida da sexta placa de Si, realizada 26,8 d após a irradiação. O pico referente ao ^{22}Na não foi observado.

a)

b)

Figura 4.14 a) Espectro gama da primeira placa de Si, $t_m = 48 h$, $t_e = 7,8 d$. b) Ajuste do pico na região de 1274 keV.

a)

b)

Figura 4.15 a) Espectro gama da segunda placa de Si, $t_m = 48 h$, $t_e = 12,8 d$. b) Ajuste do pico na região de 1274 keV.

Figura 4.19 a) Espectro gama da sexta placa de Si, $t_m = 48$ h, $t_e = 26,8$ d. b) Região de 1274 keV evidenciando a ausência de pico.

O resultado do cálculo da seção de choque para formação de ^{22}Na obtido a partir dos dados mostrados anteriormente aparece na Tabela 4.14 junto com os valores da energia média dos prótons em cada uma das placas.

SEGUNDA IRRADIAÇÃO DE Si					
PRODUTO: ^{22}Na			REAÇÃO: $\text{Si}(p,X)^{22}\text{Na}$		
Placa	t_e (d)	t_m (h)	Área ($\times 10^3$)	E_p (MeV)	σ_{tot} (μb)
1	7,8	48	3,45(7)	19,3(4)	10,0(6)
2	12,8	48	0,55(5)	16,8(5)	1,33(14)
3	19,8	48	0,12(4)	15,1(5)	0,37(9)

Tabela 4.14 Função de excitação para formação de ^{22}Na pela reação $\text{Si}(p,X)^{22}\text{Na}$ obtida na segunda irradiação de Si.

De maneira similar a como foi feita com a primeira amostra de Si, uma nova medida foi executada com todas as placas de Si juntas na procura de ^{26}Al . As placas foram colocadas encostadas ao detector, a medida foi realizada durante um tempo total de 120 h (foram tomados 30 espectros de 4 horas), o tempo de espera foi de 170 d. A Figura 4.20 mostra o espectro obtido na região de 1808 keV e o ajuste do pico que aparece. Novamente a presença de ^{56}Co (conforme mostrado nas Tabelas 4.8 à 4.13 e nas Figuras 4.14 à 4.19) demandam um exame cuidadoso da possível contribuição da linha de 1810 keV na região analisada. O cálculo desta contribuição foi feito da mesma maneira que na primeira irradiação de Si, primeiro foi calculada a atividade média do ^{56}Co a partir de todas as linhas presentes no espectro e a partir daí foi determinada a área esperada do pico de 1810 keV. O resultado mostrou que das 681(48) contagens do pico da Figura 4.20, apenas 154(5) contagens poderiam corresponder ao

^{56}Co , evidenciando a origem deste pico principalmente no ^{26}Al . O pico total assim como a contribuição calculada do ^{56}Co são mostrados na Figura 4.21.

Figura 4.20 Ajuste do pico encontrado na região de 1808 keV.

Figura 4.21 Região de 1808 keV do espectro total de 120 h e contribuição calculada do ^{56}Co na região.

Também foi verificado o possível passeio dos picos ao longo do tempo. Foram usados os picos de 122 keV do ^{57}Co e 2598 keV do ^{56}Co . A Figura 4.22 mostra os resultados, apresentados da maneira habitual (as linhas paralelas acima e abaixo dos pontos experimentais correspondem à média da posição dos pontos experimentais acrescida e subtraída de 0,5 keV, respectivamente.). As posições dos picos são bastante regulares, apenas pequenas mudanças ocorrem, principalmente para o pico de maior energia, porém essa mudança é menor que 0,5 keV, portanto não foi realizada a relocação dos espectros.

a)

b)

Figura 4.22 Passeio dos picos de a) 122 keV e b) 2598 keV correspondentes ao ^{57}Co e ao ^{56}Co , respectivamente. Nos gráficos estão representadas as médias dos centróides dos picos (linha tracejada). Os valores da média menos 0,5 keV e da média mais 0,5 keV estão representadas em linha contínua.

Finalmente para poder estimar a seção de choque de formação do ^{26}Al foi subtraída da área do 1808 keV a possível contribuição do ^{56}Co . O resultado da seção de choque assim determinada foi $\sigma_{\text{tot}} = 15,6(20) \text{ mb}$. A análise deste resultado assim como o obtido para formação de ^{26}Al na primeira irradiação de Si, deve ser feita com muito cuidado por se tratar de uma seção de choque para amostra espessa.

§ 4.2 ANÁLISE DOS RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Os dados obtidos a partir das duas irradiações efetuadas em Si permitiram determinar os valores da seção de choque para a formação de ^{22}Na e ^{26}Al a energias abaixo de 24 MeV . Estes resultados são mostrados nas Figuras 4.23 e 4.24, conjuntamente com os dados até o momento publicados para energias inferiores a 50 MeV .

A formação de ^{22}Na foi verificada em todas as placas de Si da primeira amostra, com exceção da quinta placa. Os valores determinados da seção de choque mostraram um comportamento irregular. A causa provável deste fato está na fragmentação das placas de Si ocorridas durante a irradiação.

O Si por ser um material muito frágil, fato que se agrava para placas com a espessura de 0,2 mm utilizada, fragmentou-se devido a pressões mecânicas do porta-amostras utilizado no ciclotron, a ocorrência deste acidente foi o principal motivos da preparação de uma segunda irradiação e da construção do recipiente da Figura 2.6 que acondicionasse as placas evitando assim que as mesmas fossem pressionadas e quebrassem novamente. A espessura maior (0,5 mm) das placas de Si utilizadas na segunda irradiação facilitou o manuseio da amostra e evitou a ocorrência deste tipo de acidente novamente.

O acidente mencionado na primeira irradiação provocou a inevitável perda de massa em algumas das placas de Si, ocasionando a ocorrência do valor menor da seção de choque na terceira placa em comparação à quarta placa, assim como a ausência do pico de 1274 keV na quinta placa de Si da amostra. Desta forma, como podemos ver na Figura 4.23, os valores obtidos na primeira irradiação para as placas 3, 4 e 5 são inconsistentes com os obtidos na segunda irradiação de Si e com os dados de [Wa76]. A perda de massa nas amostras, mesmo em pequenas proporções, afeta substancialmente o experimento, levando-se em conta a baixa seção de choque da reação a ser estudada e conseqüentemente a formação reduzida do nuclídeo de interesse.

Figura 4.23 Função de excitação para a reação $\text{Si}(p,X)^{22}\text{Na}$.

Outro agravante na primeira irradiação foi a baixa corrente de prótons com que a amostra foi irradiada (a preparação da experiência foi feita supondo uma corrente de $3 \mu\text{Ah}$ e a irradiação foi realizada com pouco mais da metade desse valor) ocasionando uma produção menor de ^{22}Na e dificultando a determinação das respectivas atividades nas últimas placas.

Os cuidados tomados na preparação da amostra da segunda irradiação (construção de um recipiente para montar a amostra, limpeza exhaustiva das placas de Si etc.) permitiram, como pode ser notado na Figura 4.23, que os resultados obtidos desta vez apresentassem um comportamento regular conforme esperado. Apesar destes cuidados, a amostra foi irradiada com uma energia inferior à desejada fazendo com que os prótons incidentes já na quarta placa tivessem energia abaixo do limiar da reação estudada. No entanto os valores da seção de choque determinados a baixa energia apresentam um comportamento consistente com [Wa76] e contribuíram para completar uma região de energia na qual até o momento existia apenas uma publicação. Os nossos valores de σ_{tot} são os primeiros obtidos para esta reação a energias inferiores a 18 MeV .

O estudo das reações $(p,2\alpha)$ por espectroscopia γ apresenta várias dificuldades. Além do reduzido número de casos em que é possível a obtenção de um produto de meia-vida suficientemente longa para permitir a realização de medidas depois do decaimento dos núclídeos de meia-vida curta formados durante a irradiação, é necessário que estes produtos apresentem linhas γ de intensidade suficientemente intensa e de fácil identificação. A reação

$^{29}\text{Si}(p,2\alpha)^{22}\text{Na}$ constitui o caso mais favorecido de todos os aqui estudados. A ausência de isótopos de meia-vida curta ou média do Al e do Mg (com exceção do ^{28}Mg , $T_{1/2} = 20,93(3) \text{ h}$) fez com que a atividade da amostra poucas horas após a irradiação permitisse o manuseio da mesma e ainda foi suficientemente baixa para que se pudessem realizar as medidas na posição “encostada” ao detector. Este fato ajudou na detecção do ^{22}Na devido à existência neste caso da máxima eficiência de detecção possível, porém criou algumas dificuldades na obtenção da calibração de eficiência que foram resolvidas conforme explicado em §2.6.

O ^{22}Na formado nas duas irradiações só pode ter se originado na reação considerada por motivos energéticos. Uma irradiação foi realizada no reator do IPEN numa amostra de Si da mesma origem das irradiadas com prótons para analisar a possibilidade de existência de contaminação de ^{23}Na . O resultado desta análise, mostrado na Seção 10.1, provou que a quantidade de ^{22}Na proveniente da reação $^{23}\text{Na}(p,pn)^{22}\text{Na}$ é desprezível.

Nas primeiras medidas das duas amostras de Si mostradas nas Tabelas 4.1 à 4.6 para a primeira amostra e nas Tabelas 4.8 à 4.13 para a segunda, vemos que além da presença de ^{22}Na existem outros núclídeos também formados durante a irradiação e que apresentam atividades da mesma ordem de grandeza do ^{22}Na . Entre estes núclídeos destacam-se os isótopos $^{47,48}\text{Sc}$, $^{56,57}\text{Co}$, $^{52,54}\text{Mn}$, ^{51}Cr , ^{57}Ni , e ^{67}Ga entre outros. A origem destes elementos pode ser explicada a partir da possível contaminação das amostras, principalmente com Fe proveniente do porta-amostra do ciclotron no processo de montagem para a irradiação. A existência de pequenas quantidades de outros contaminantes não pode ser descartada, mas a determinação quantitativa dos mesmos é muito difícil a partir das informações existentes. No Capítulo 10 são discutidas as possíveis reações formadoras dos núclídeos encontrados nas amostras. Nenhuma destas contaminações afetou o resultado obtido das seções de choque.

Na Figura 4.24 são mostrados os dados conhecidos da função de excitação para formação de ^{26}Al pela reação $\text{Si}(p,X)^{26}\text{Al}$. Das três publicações mostradas, apenas [Fu71] foi realizada por espectroscopia γ , as outras duas foram realizadas usando-se a técnica de AMS.

A determinação da seção de choque de núclídeos de meia-vida muito longa como é o caso do ^{26}Al é muito difícil de ser realizada devido à baixíssima atividade dos mesmos na amostra. Os picos que aparecem nos espectros provenientes do fundo radioativo possuem muitas vezes atividades maiores que as do pico procurado. Como foi explicado anteriormente na Seção 4.1.1, duas tentativas de medida foram necessárias para detectar o ^{26}Al na primeira amostra. Apesar do tempo de espera longo, ainda foi necessário separar a atividade do ^{56}Co na região daquela encontrada na região de energia de 1808 keV conforme exposto. No caso da segunda amostra, o tempo de espera suficientemente longo permitiu a detecção do ^{26}Al na primeira

tentativa. Os valores determinados da seção de choque de formação apresentaram comportamentos consistentes com o fato da primeira amostra ter sido irradiada com energia ligeiramente maior que a segunda.

Figura 4.24 Função de excitação para a reação $\text{Si}(p,X)^{26}\text{Al}$.

A partir dos procedimentos efetuados temos uma forte evidência de que a detecção do ^{26}Al foi realizada, mas o resultado obtido para a σ_{tot} da reação deve ser interpretado de maneira cuidadosa. Em primeiro lugar, a baixa estatística de contagem junto com o processo de separação das atividades descrito produziu um valor elevado da incerteza, que foi de aproximadamente 12,5% em ambos casos. Além disso, a medida foi realizada com todas as placas de Si ao mesmo tempo, portanto o resultado obtido não corresponde à seção de choque para uma energia específica, mas para a formação de ^{26}Al numa amostra espessa. A ausência de dados na região de energia estudada impossibilita a comparação de nossos resultados com outros, constituindo, desta forma, a única informação que se tem para esta reação a energias entre o limiar e 18 MeV. Estes resultados apresentam grande importância também por demonstrar a possibilidade de se obter dados de reações com formação de núclídeos de meia-vida longa usando o método proposto, sempre que a experiência seja preparada especialmente com este objetivo.

Como pode ser visto nas tabelas de ajuste dos picos das amostras de Si, foi detectada a presença de uma transição de 477 keV de energia com meia-vida compatível com a do ^7Be

(~ 54 d) que não esteve presentes nas medidas de fundo realizadas. Porém a formação de ^7Be não pode ter acontecido pela reação $\text{Si}(p,X)^7\text{Be}$ em todas as placas por questões energéticas. Apesar de que não podemos descartar a possibilidade de formação de ^7Be nas placas irradiadas com energias da ordem de 21 MeV , esta transição pode estar principalmente associada ao ^{55}Co formado a partir de impurezas de Fe ou ainda pode provir de ^7Be formado a partir de outras impurezas como ^7Li , ^{10}B e ^{14}N presentes na amostras. A Figura 4.25 mostra os dados existentes para a função de excitação de formação de ^7Be pela reação $\text{Si}(p,X)^7\text{Be}$ a energias inferiores a 50 MeV .

Figura 4.25 Função de excitação para a reação $\text{Si}(p,X)^7\text{Be}$.

§ 4.3 ANÁLISE DOS RESULTADOS TEÓRICOS

Duas funções de excitação foram calculadas para reações induzidas em Si. No caso da formação de ^{22}Na o resultado é mostrado na Figura 4.23. Para energias próximas do limiar a sensibilidade do cálculo com as massas nucleares foi novamente observada. Os resultados dos dois modelos para energias entre 25 e 35 MeV são aceitáveis. Ambos modelos produziram resultados diferentes a partir de 35 MeV , exibindo diferenças de um fator 3 apesar de manter uma boa descrição quantitativa das experiências. O modelo de NC mostrou-se apropriado e a inclusão de emissões de PE apenas conseguiu um valor subestimado da seção de choque para

energias maiores que 35 MeV . A reação discutida, que ocorre principalmente pela via $^{29}\text{Si}(p,2\alpha)$ é dominada pelos mecanismos estatísticos, emissões de partículas complexas como α nestas condições são muito pouco prováveis e por conseguinte desnecessárias de serem consideradas.

No caso da formação de ^{26}Al (Figura 4.24), ambos modelos forneceram bons resultados em todo o intervalo energético analisado ($10 \leq Ep \leq 48\text{ MeV}$). O valor da seção de choque determinada pelo modelo híbrido foi sempre menor que o fornecido pelo cálculo de Weisskopf-Ewing, mas as diferenças não passaram de um fator 1,5, mostrando uma dependência pequena neste sistema das emissões de PE nas energias consideradas.

Resultados Experimentais da Irradiação de Mg

§ 5.1 DETERMINAÇÃO DAS SEÇÕES DE CHOQUE

Nesta experiência foi irradiada uma amostra de Mg conforme descrito em §2.2. A primeira medida foi realizada com um tempo de espera de 56,2 *d*, e a uma distância de 20 *cm* do detector devido à atividade alta da amostra, durante um tempo total de 60 *h*. O feixe de prótons foi monitorado com uma lâmina de Cu, o valor obtido para a corrente foi $I_t = 3,0(3) \mu A h$, a energia incidente dos prótons foi $E_p = 22,6(3) MeV$. A seguir são apresentados a análise do espectro do Mg (Tabela 5.1, Figura 5.1a) e o ajuste do pico de 1274 *keV* do ^{22}Na (Figura 5.1b).

PRIMEIRA IRRADIAÇÃO DE Mg				^a $t_e = 56,2 d$			
Primeira Medida				$t_m = 60 h$			
Energia (keV)	I (%)	Área ($\times 10^4$)	Origem	Energia (keV)	I (%)	Área ($\times 10^4$)	Origem
122,106(21)	85,5(4)	1,67(7)	^{57}Co	1115,63(5)	50,75(1)	0,42(6)	^{65}Zn
477,70(4)	-	0,89(9)	-	1238,40(3)	67,0(13)	0,685(28)	^{56}Co
511,052(10)	-	1654,4(5)	e^+ / e^-	1274,673(10)	99,937(15)	334,76(23)	^{22}Na
596,76(17)	-	3,79(6)	511 + 85	1355,44(3)	-	0,76(4)	511 +
744,22(15)	90,0(19)	0,32(4)	^{52}Mn	1434,27(8)	98,2(20)	0,097(23)	^{52}Mn
803,08(5)	-	0,37(3)	-	1771,92(6)	15,5(3)	0,097(6)	^{56}Co
834,900(16)	99,975(2)	1,86(4)	^{54}Mn	1786,017(4)	-	17,27(7)	1274 + 511
846,830(17)	99,9(1)	1,51(4)	^{56}Co	2016,18(12)	3,03(6)	0,0214(26)	^{56}Co
935,87(12)	94,5(20)	0,13(4)	^{52}Mn	2598,65(4)	16,7(3)	0,083(3)	^{56}Co
1037,71(13)	14,1(3)	0,5(3)	^{56}Co				

Tabela 5.1 Análise da amostra de Mg. Primeira medida 56,2 *d* após a irradiação. Em destaque o pico referente ao ^{22}Na .

Figura 5.1 a) Espectro da amostra de Mg para um tempo total de medida de 60 h e um tempo de espera de 56,2 d. b) Ajuste do pico de 1274 keV referente ao ^{22}Na .

A partir dos dados anteriores foi calculada a seção de choque da reação $\text{Mg}(p,X)^{22}\text{Na}$, o resultado foi $\sigma_{\text{tot}} = 4,4(5) \text{ mb}$ para uma energia média dos prótons na amostra de 22,3(3) MeV.

Apesar de se tratar de uma amostra de massa pequena irradiada com uma corrente relativamente pequena, uma segunda medida foi realizada para tentar detectar a existência de ^{26}Al já que este nuclídeo é formado pela reação (p,n) no ^{26}Mg cuja seção de choque é relativamente alta. A medida foi realizada 624 d após a irradiação durante um tempo total de 120 h. Os picos detectados nesta medida são mostrados na Tabela 5.2. Não foi observada a formação de ^{26}Al . A Figura 5.2 mostra a região de 1808 keV do espectro evidenciando a ausência de picos nesta região.

PRIMEIRA IRRADIAÇÃO DE Mg			
Segunda Medida $t_e = 624 \text{ d}$; $t_m = 120 \text{ h}$			
Energia (keV)	I (%)	Área ($\times 10^3$)	Origem
510,80(3)	-	52127(9)	e^+ / e^-
834,86(2)	99,975(2)	30,3(6)	^{54}Mn
1274,17(2)	99,937(15)	10293(3)	^{22}Na
1783,60(3)	-	2385(2)	1274 + 511
2200,26(13)	4,99(10)	0,33(3)	^{214}Bi (f)
2291,52(14)	0,324(20)	0,36(3)	^{214}Bi (f)

Tabela 5.2 Análise da amostra de Mg. Segunda medida 624 d após a irradiação. O pico de 1808 keV referente ao ^{26}Al não foi observado.

Figura 5.2 Segunda medida da amostra de Mg realizada 624 *d* após a irradiação. Região do espectro de 1808 *keV*. O pico de ^{26}Al não foi observado.

§ 5.2 ANÁLISE DOS RESULTADOS EXPERIMENTAIS

A formação de ^{22}Na a partir do Mg é um processo relativamente simples que apresenta valores da ordem de 10 *mb* para energias entre 10 e 30 *MeV*. Um dos canais principais da reação é o (p, α) no ^{25}Mg , que apresenta um limiar pouco acima dos 3 *MeV*.

Apesar de se tratar de uma reação pouco estudada, existem dados da função de excitação para energias acima de 5 *MeV*. O nosso maior interesse neste caso esteve na continuidade no estabelecimento dos limites e da precisão do nosso método experimental e na tentativa de detecção de ^{26}Al .

Como pode ser notado na Tabela 5.1, houve uma ampla formação de ^{22}Na na amostra. Além do ^{22}Na , foram formados outros nuclídeos em quantidades muito reduzidas em comparação com o primeiro. Entre eles podemos constatar a presença dos isótopos $^{52,54}\text{Mn}$, $^{56,57}\text{Co}$ e ^{65}Zn , todos eles provavelmente originados nas impurezas de Fe provenientes do porta-amostra do acelerador, conforme discutido nas seções anteriores.

O ajuste do pico de ^{22}Na e o cálculo da seção de choque foram realizados sem maiores dificuldades, o resultado, junto com os dados conhecidos para energias abaixo de 30 *MeV*, é mostrado na Figura 5.3.

Figura 5.3 Função de excitação para a reação $\text{Mg}(p,X)^{22}\text{Na}$.

Como pode ser observado da figura, o nosso resultado foi compatível com [Ba54], dentro do esperado para o valor da energia dos prótons com que foi efetuada a irradiação.

Como foi mencionado anteriormente, apesar da segunda medida ter sido realizada quase dois anos depois da irradiação (1,7 a) na tentativa de detecção de ^{26}Al , não foi possível constatar a presença deste nuclídeo na amostra. O fator mais importante neste resultado foi a pequena massa da amostra que fez com que apesar do valor relativamente alto da seção de choque não fosse possível detectar o ^{26}Al por não termos conseguido formar uma quantidade suficiente que exibisse uma atividade superior ao fundo radioativo, que conforme mostrado na Figura 5.2, apresentou, na região de 1808 keV, uma média de 1,5 contagens/h. *

§ 5.3 ANÁLISE DOS RESULTADOS TEÓRICOS

De maneira similar à reação $\text{Si}(p,X)^{22}\text{Na}$, o resultado da análise da reação $\text{Mg}(p,X)^{22}\text{Na}$, Figura 5.3, mostrou uma boa adequação do modelo de NC assim como a irrelevância da inclusão de emissões de PE. Apesar do resultado ser levemente subestimado para energias maiores que 25 MeV, o modelo conseguiu uma ótima descrição dos dados experimentais. O resultado subestimado do modelo híbrido com relação ao do NC explica-se pelo mesmo motivo que no caso do Si, a reação que deve aportar a maior contribuição à formação de ^{22}Na ocorre via emissão de uma α a partir de $^{25}\text{Mg} + p$.

Resultados Experimentais das Irradiações de Cr

§ 6.1 DETERMINAÇÃO DAS SEÇÕES DE CHOQUE

§ 6.1.1 PRIMEIRA IRRADIAÇÃO DE Cr

O nosso principal interesse neste trabalho, no caso do Cr, é determinar a seção de choque da reação $^{53}\text{Cr}(p,2\alpha)^{46}\text{Sc}$ ($Q = -11,083 \text{ MeV}$) da qual não existem dados publicados. Para isso foram irradiadas duas amostras de Cr conforme descrito na Seção 2.2. O monitoramento do feixe foi realizado usando o mesmo método descrito na Seção 2.7, mas não foi usada uma lâmina de Cu. As seções de choque utilizadas para este fim foram as da formação de ^{51}Cr e ^{54}Mn .

A primeira amostra irradiada de Cr consistiu numa placa de Cr de $0,30(1) \text{ mm}$ de espessura e área maior que a área do feixe. O feixe foi monitorado pela formação na própria amostra de ^{51}Cr e ^{54}Mn . O valor determinado para a corrente total integrada foi de $2,21(15) \mu\text{Ah}$, a energia incidente foi de $20,2(5) \text{ MeV}$. A medida da amostra foi realizada 248 *d* após a irradiação durante um tempo total de 72 *h*, a 20 *cm* do detector. A análise dos picos detectados nesta medida são mostrados na Tabela 6.1. A Figura 6.1 mostra o espectro obtido e o ajuste do pico de 1120 *keV* referente ao ^{46}Sc .

PRIMEIRA IRRADIAÇÃO DE Cr				$t_e = 248 d$ Primeira Medida $t_m = 72 h$			
Energia (keV)	I (%)	Área ($\times 10^3$)	Origem	Energia (keV)	I (%)	Área ($\times 10^3$)	Origem
320,118(3)	9,83(4)	4178(3)	^{51}Cr	1155,24(15)	-	0,13(3)	320 + 834
477,56(6)	-	0,50(11)	-	1173,36(7)	99,90(2)	0,36(3)	^{60}Co (f)
511,05(3)	-	8,83(27)	e^+ / e^-	1238,17(5)	67,0(13)	0,40(3)	^{56}Co
834,896(3)	99,975(2)	1441,7(15)	^{54}Mn	1274,55(7)	99,937(15)	0,48(3)	^{22}Na
846,67(7)	99,9(1)	0,23(3)	^{56}Co	1312,07(5)	97,49(20)	0,42(3)	^{48}V
983,65(4)	99,99(20)	0,60(3)	^{48}V	1332,60(8)	99,9824(5)	0,28(3)	^{60}Co (f)
1115,595(13)	50,75(10)	4,24(7)	^{65}Zn	1460,94(2)	10,67(11)	1,61(4)	^{40}K (f)
1120,44(3)	99,987(1)	0,87(3)	^{46}Sc				

Tabela 6.1 Análise da primeira amostra de Cr. Primeira medida 248 d após a irradiação. Em destaque o pico referente ao ^{46}Sc .

A partir dos dados anteriores foram calculadas as seções de choque das reações $^{52}\text{Cr}(p,n\alpha)^{48}\text{V}$ e $^{53}\text{Cr}(p,2\alpha)^{46}\text{Sc}$, os resultados são mostrados na Tabela 6.2.

Figura 6.1 a) Medida da primeira amostra de Cr realizada 248 d após a irradiação por tempo total de 72 h. b) Ajuste dos picos de 1115 e 1120 keV correspondentes ao ^{65}Zn e ^{46}Sc , respectivamente.

PRIMEIRA IRRADIAÇÃO DE Cr					
Reação	t_e (d)	t_m (h)	Área ($\times 10^3$)	E_p (MeV)	σ_{tot}
$^{52}\text{Cr}(p,n\alpha)^{48}\text{V}$	248	72	0,60(3)	18,3(6)	1,24(13) mb
$^{53}\text{Cr}(p,2\alpha)^{46}\text{Sc}$			0,87(3)		21,9(19) μb

Tabela 6.2 Valores experimentais da seção de choque de reações induzidas em Cr para uma energia média dos prótons na amostra de 18,3(6) MeV.

§ 6.1.2 SEGUNDA IRRADIAÇÃO DE Cr

Para confirmar os resultados anteriores uma segunda amostra de Cr de 0,575(2) mm de espessura foi irradiada. O feixe foi monitorado novamente pela formação na própria amostra

de ^{51}Cr e ^{54}Mn . O valor determinado para a corrente total integrada foi de $1,155(15) \mu\text{Ah}$, a energia incidente foi de $20,0(5) \text{ MeV}$. A medida da amostra foi realizada $147,8 d$ após a irradiação durante um tempo total de $72 h$, a 20 cm do detector. A análise dos picos detectados nesta medida é mostrada na Tabela 6.3. A Figura 6.2 mostra o espectro obtido e o ajuste do pico de 1120 keV referente ao ^{46}Sc .

SEGUNDA IRRADIAÇÃO DE Cr				$t_e = 147,8 d$ $t_m = 72 h$			
Primeira Medida							
Energia (keV)	I (%)	Área ($\times 10^4$)	Origem	Energia (keV)	I (%)	Área ($\times 10^4$)	Origem
319,994(4)	9,83(4)	$26912(6) \times 10^2$	^{51}Cr	1154,96(14)	-	21(3)	$320 + 834$
477,22(9)	-	214(27)	-	1173,31(8)	99,90(2)	37(3)	^{60}Co
510,771(14)	-	$338(4) \times 10$	e^+ / e^-	1238,16(7)	67,0(13)	48(3)	^{56}Co
834,882(4)	99,975(2)	$15636(15) \times 10$	^{54}Mn	1274,52(6)	99,937(15)	60(3)	^{22}Na
846,74(6)	99,9(1)	75(4)	^{56}Co	1312,001(9)	97,49(20)	1301(11)	^{48}V
944,27(3)	7,76(9)	136(5)	^{48}V	1332,33(8)	99,9824(5)	38(3)	^{60}Co
983,596(7)	99,99(20)	1671(13)	^{48}V	1460,61(3)	10,67(11)	117(4)	^{40}K (f)
1120,37(7)	99,987(1)	45(3)	^{46}Sc				

Tabela 6.3 Análise da segunda amostra de Cr. Primeira medida $147,8 d$ após a irradiação. Em destaque o pico referente ao ^{46}Sc .

Figura 6.2 a) Espectro da medida da segunda amostra de Cr realizada $147,8 d$ após a irradiação por tempo total de $72 h$. b) Ajuste do pico de 1120 keV correspondente ao ^{46}Sc .

Os valores das seções de choque determinados nesta segunda irradiação aparecem na Tabela 6.4.

Dos resultados anteriores, o valor de σ_{tot} para a formação de ^{48}V é um resultado inédito para estas energias. A seção de choque para formação de ^{46}Sc pela reação $(p, 2\alpha)$ é determinada aqui pela primeira vez.

SEGUNDA IRRADIAÇÃO DE Cr					
Reação	t_e (d)	t_m (h)	Área ($\times 10^4$)	E_p (MeV)	σ_{tot}
$^{52}\text{Cr}(p,n\alpha)^{48}\text{V}$	147,8	72	1671(13)	18,1(5)	0,78(8) mb
$^{53}\text{Cr}(p,2\alpha)^{46}\text{Sc}$			45(3)		6,04(8) μb

Tabela 6.4 Valores experimentais da seção de choque de diferentes reações induzidas em Cr para uma energia média dos prótons na amostra de 18,1(5) MeV.

§ 6.2 ANÁLISE DOS RESULTADOS EXPERIMENTAIS

O estudo das reações induzidas por prótons em Cr constituiu um dos pontos mais interessantes deste trabalho, tanto pela possibilidade de determinação da seção de choque da reação rara $^{53}\text{Cr}(p,2\alpha)^{46}\text{Sc}$, quanto pelo teste do procedimento de monitoração do feixe de prótons a partir de núclídeos formados na própria amostra durante a irradiação.

A formação de ^{46}Sc a partir de Cr é um evento muito raro para reações que ocorrem a baixas energias. Apesar de termos numa amostra de Cr natural 5 isótopos que poderiam estar contribuindo à formação de ^{46}Sc , apenas a reação $^{53}\text{Cr}(p,2\alpha)^{46}\text{Sc}$ poderia fazer uma contribuição significativa a produção deste núclídeo devido ao reduzido valor do limiar da reação neste caso, da ordem de 11 MeV. Mas por se tratar de uma reação rara, todas as dificuldades descritas neste trabalho estão presentes.

O valor relativamente grande da meia-vida do ^{46}Sc ($T_{1/2} = 83,83(2)$ d) junto com a facilidade da sua identificação pelas transições características de 889,25(3) keV (99,984(1)%) e 1120,51(5) keV (99,987(1)%) permitiram a determinação da seção de choque para esta reação nas duas irradiações de Cr realizadas com energias médias no interior das amostras da ordem de 18 MeV. O resultado, apresentado nas seções anteriores, é mostrado na Figura 6.3.

Mesmo não havendo obtido resultados consistentes entre si, apesar de corresponderem à mesma energia, devemos ressaltar a importância dos mesmos por serem os primeiros dados existentes para reações (p,2 α) em Cr. A causa principal desta inconsistência pode estar relacionada às características físicas das amostras utilizadas. As placas de Cr utilizadas foram obtidas por eletrodeposição, apresentando uma pureza de no mínimo 99,99%, mas não um formato regular como as outras amostras irradiadas, com exceção do Mg. Desta maneira, a determinação das incertezas com relação à espessura e à massa total da amostra de Cr não pode ser feita de maneira precisa, provocando a inconsistência dos resultados.

Figura 6.3 Seção de choque para a reação $^{53}\text{Cr}(p,2\alpha)^{46}\text{Sc}$.

Além do ^{46}Sc , foram detectados nas amostras a presença de ^{22}Na , ^{48}V , ^{54}Mn , $^{56,60}\text{Co}$, e ^{65}Zn . Os isótopos do Co mencionados assim com o ^{65}Zn têm a sua origem em impurezas incorporadas à amostra no processo de irradiação como em casos anteriores. Também alguma pequena contaminação com Na pode ter sido a causa da aparição do ^{22}Na nas medidas com uma atividade da ordem de grandeza daquela do ^{46}Sc . O ^{48}V e o ^{54}Mn são núclídeos formados na amostra fundamentalmente pelas reações $^{52}\text{Cr}(p,n\alpha)^{48}\text{V}$ e $^{54}\text{Cr}(p,n)^{54}\text{Mn}$, respectivamente. Também foi constatada a intensa formação na amostra de ^{51}Cr .

Não foi reportada neste trabalho qualquer informação sobre a seção de choque de formação do ^{54}Mn . A informação da área do pico deste núclídeo, junto com a do pico de ^{51}Cr , foi utilizada na determinação da corrente e energia dos prótons incidentes na amostra. Já os resultados obtidos para formação de ^{48}V são apresentados na Figura 6.4. Os dados mostrados na figura são apenas compatíveis se considerarmos 3 desvios padrões, refletindo a questão das características físicas das amostras discutida anteriormente. Na Figura 6.4, os nossos resultados foram colocados junto à única função de excitação existente para esta reação; podemos notar que os nossos dados apresentaram um comportamento dentro do que poderia esperar-se, contribuindo a preencher a carência de informação a energias mais baixas.

Figura 6.4 Função de excitação para a reação $^{52}\text{Cr}(p,n\alpha)^{48}\text{V}$.

Apesar de ter sido possível a identificação do ^{46}Sc pela sua energia característica de 1120 keV, e a partir destes dados calculada a seção de choque da sua formação, não foi observado em nenhum dos espectros medidos a presença do pico de 889 keV do ^{46}Sc , que apresenta uma probabilidade de emissão praticamente igual à da linha de 1120 keV. Isto se deveu à enorme quantidade de ^{54}Mn formada, produzindo uma deformação do espectro na região de 834 keV, ocultando a existência dos picos de núclídeos produzidos em menor escala. Conforme mostrado nas Figuras 6.1 e 6.2 correspondentes à primeira e segunda irradiação de Cr, respectivamente, a área do pico de ^{54}Mn foi mais de 1500 vezes maior na primeira amostra irradiada e mais de 3000 vezes maior na segunda do que a do pico de ^{46}Sc .

A elevada área do pico de 834 keV do ^{54}Mn também provocou resultados contraditórios quanto às áreas detectadas dos picos de ^{56}Co conforme pode ser notado na Tabela 6.1. O pico de 846 keV do ^{56}Co que deve aparecer com área duas vezes maior que a do pico de 1238 keV apresentou um valor reduzido, de aproximadamente a quarta parte do valor esperado.

As discrepâncias ocasionadas pela presença de ^{54}Mn mostraram que no estudo de reações induzidas em Cr, a formação deste núclídeo é um fator que deve ser considerado com muito cuidado na preparação de irradiações com prótons.

INSTITUTO DE FÍSICA

Serviço de Biblioteca e Informação

Tombo: 3810
ex. 1

§ 6.3 ANÁLISE DOS RESULTADOS TEÓRICOS

Foram calculadas teoricamente as funções de excitação da reação $^{52}\text{Cr}(p,n\alpha)^{48}\text{V}$ para energias de aproximadamente 18 MeV, conforme mostrado na Figura 6.4.

Para a reação $^{53}\text{Cr}(p,2\alpha)^{46}\text{Sc}$, o cálculo teórico no intervalo energético mostrado na Figura 6.3 não foi possível. Isto se deveu à forte dependência já comentada entre o resultado do cálculo e as massas nucleares para energias próximas do limiar. Este argumento é reforçado pelo resultado da função de excitação para a segunda das reações analisadas (Figura 6.4) em que ocorre uma queda brusca da seção de choque para uma energia de aproximadamente 21 MeV, fazendo com que o resultado seja zero para energias acima de 20 MeV. Para esta reação (p,2 α) os dados aqui mostrados são os únicos existentes até o momento. A incapacidade do programa para descrever esta reação na região estudada reforça a grande necessidade de se obter dados experimentais para esta reação, pois na situação atual nenhuma informação confiável pode ser obtida por outras vias.

Para a reação $^{52}\text{Cr}(p,n\alpha)^{48}\text{V}$, os modelos conseguem descrever de maneira aceitável o único conjunto de dados existentes para energias entre 20 e 30 MeV (Figura 6.4). Devido à ocorrência da reação mediante a emissão de uma partícula α acompanhada de um nêutron, o modelo estatístico mostrou novamente um melhor desempenho, enquanto que a introdução de emissões de PE provocou um resultado subestimado, enfatizando o processo de NC como mecanismo fundamental desta reação nas energias analisadas.

Resultados Experimentais das Irradiações de Ti

§ 7.1 DETERMINAÇÃO DAS SEÇÕES DE CHOQUE

§ 7.1.1 PRIMEIRA IRRADIAÇÃO DE Ti

A primeira irradiação de Ti foi realizada numa placa de $50(1) \mu m$ de espessura e $100 mm^2$ de área. Uma placa de Cu foi usada para monitorar o feixe de prótons. Desta maneira foi determinada a corrente total integrada $It_i = 1,00(4) \mu Ah$ assim como a energia incidente $Ep = 22,2(4) MeV$. A primeira medida da amostra foi realizada 3 horas após a irradiação para tentar detectar o ^{42}K ($T_{1/2} = 12,360(3) h$), foram tomados 12 espectros de 2 horas cada. A Tabela 7.1 mostra a análise do espectro obtido para um tempo total de medida de 24 h.

Como pode ser visto na Tabela 7.1, apesar do cálculo cuidadoso da corrente de prótons na preparação da irradiação, nenhum pico foi detectado na região de $1524 keV$ correspondente ao ^{42}K . O pico de $1021 keV$ também não pode ser observado, conforme esperado, devido à sua baixa intensidade ($1,87(7)\%$) que impede que a linha mostrada na Tabela 7.1 seja derivada desta transição gama. Notam-se porém os intensos picos do ^{48}V , assim como a formação dos isótopos $^{43,44,44m,46,47,48}Sc$, provenientes das reações $Ti(p,2p+jn)$, com $1 \leq j \leq 4$. Os dados da tabela anterior permitiram o cálculo da seção de choque para estas reações formadoras de Sc, os resultados são mostrados na Tabela 7.2 para uma energia média no interior da amostra de $21,3(4) MeV$.

PRIMEIRA IRRADIAÇÃO DE Ti				$t_e = 3,23\ h$ $t_m = 24\ h$			
Primeira Medida							
Energia (keV)	I (%)	Área ($\times 10^3$)	Origem	Energia (keV)	I (%)	Área ($\times 10^3$)	Origem
159,412(10)	68(2)	174,90(16)	^{47}Sc	1157,135(10)	1,390(9)	102,79(13)	$^{44m+g}\text{Sc}$
271,226(12)	86,6(12)	49,65(13)	^{44m}Sc	1218,19(13)	-	0,069(9)	ED
372,680(21)	22,0(10)	26,30(10)	^{43}Sc	1312,069(12)	97,49(20) / 100,0(3)	98,54(13)	$^{48}\text{V} + ^{48}\text{Sc}$
477,15(7)	20,2(14)	0,54(7)	^{55}Co	1345,84(14)	-	0,033(7)	-
510,969(11)	-	3702,6(8)	e^+ / e^-	1369,61(12)	2,92(22)	0,039(7)	^{55}Co
548,510(14)	15,2(8)	1,23(3)	^{62}Zn	1408,709(16)	0,085(9) / 16,9(3)	0,514(10)	$^{45}\text{Ti} + ^{55}\text{Co}$
596,754(10)	25,7(19)	2,08(4)	$^{85} (^{62}\text{Zn}) + 511$	1437,17(4)	0,120(20)	0,108(7)	^{48}V
720,476(19)	0,154(12)	11,08(4)	^{45}Ti	1493,86(3)	-	0,210(7)	983 + 511
802,17(14)	0,150(20)	0,62(16)	^{48}V	1499,192(12)	0,910(18)	0,720(11)	^{44}Sc
889,533(9)	99,984(1)	2,26(4)	^{46}Sc	1661,40(4)	0,041(4)	0,206(10)	^{45}Ti
928,602(20)	0,77(5)	1,08(4)	^{48}V	1666,890(22)	-	0,612(13)	511 + 1157
931,527(24)	75(4)	0,92(3)	^{55}Co	1728,29(6)	-	0,111(9)	ES
944,388(3)	7,76(9)	10,20(5)	^{48}V	1794,58(9)	0,192(8)	0,033(4)	^{47}V
983,771(10)	99,99(20) / 100,0(3)	126,71(15)	$^{48}\text{V} + ^{48}\text{Sc}$	1821,50(4)	-	0,235(11)	1312 + 511
1002,19(8)	1,390(9)	0,30(4)	^{44m}Sc	2160,48(14)	-	0,0108(22)	1002 + 1157
1021,407(19)	-	3,55(10)	511 + 511	2240,511(9)	2,41(4)	1,4295(12)	^{48}V
1037,739(12)	97,5(3)	1,63(3)	^{48}Sc	2292,24(4)	-	0,086(4)	1312 + 983
1120,728(9)	99,987(1)	1,814(25)	^{46}Sc	2656,28(5)	0,112(3)	0,0596(28)	^{44}Sc
1126,31(6)	1,390(9)	0,235(16)	^{44m}Sc				

Tabela 7.1 Análise da primeira amostra de Ti. Primeira medida 3,23 h após a irradiação.

Reação: $\text{Ti}(p,2p+jn)^{\dagger}$ PRIMEIRA IRRADIAÇÃO DE Ti					
Produto	$t_e\ (h)$	$t_m\ (h)$	Área ($\times 10^3$)	$E_p\ (MeV)$	$\sigma_{tot}\ (mb)$
^{43}Sc	3,23	24	26,30(10)	21,3(4)	1,360(13)
^{44}Sc			102,79(13)		0,95(4)
^{44m}Sc			49,65(13)		1,05(5)
^{46}Sc			1,814(25)		6,4(3)
^{47}Sc			174,90(16)		3,74(21)
^{48}Sc			1,63(3)		0,540(26)

 $^{\dagger} j = 1, 2, 3, 4$

Tabela 7.2 Valores experimentais da seção de choque de diferentes reações induzidas em Ti.

Com o intuito de detectar o ^{44}Ti formado durante a irradiação da amostra, uma segunda medida foi realizada após esperar um tempo suficiente para eliminar as atividades dos núclídeos de vida curta que constituem um fundo indesejável. A medida foi realizada 491 d após a irradiação durante um tempo total de 96 h. O espectro obtido é mostrado na Figura 7.1, a Tabela 7.3 mostra os picos ajustados do espectro. O pico de 1157 keV foi claramente observado, o ajuste realizado aparece na Figura 7.2. A seção de choque da reação $^{46}\text{Ti}(p,^3\text{H})^{44}\text{Ti}$ foi calculada, o resultado foi $\sigma_{tot} = 0,12(4)\ mb$ ($E_p = 21,3(4)\ MeV$).

PRIMEIRA IRRADIAÇÃO DE Ti				$t_e = 491 d$ $t_m = 96 h$			
Segunda Medida							
Energia (keV)	I (%)	Área (×10)	Origem	Energia (keV)	I (%)	Área (×10)	Origem
122,119(23)	85,5(4)	196(9)	^{57}Co	610,006(26)	46,1(8)	213(8)	^{214}Bi (f)
140,08(12)	38,8(11)	27(8)	^{75}mGe (f)	804,33(10)	1,23(3)	42(6)	^{214}Bi (f)
185,756(22)	53(7) / 3,28(7)	185(8)	$^{235}\text{U} + ^{226}\text{Ra}$ (f)	836,08(10)	1,71(15)	31(6)	^{228}Ac (f)
238,701(28)	43,6(11)	166(8)	^{212}Pb (f)	890,671(4)	99,984(1)	708(3)×10	^{46}Sc
242,00(6)	7,46(15)	65(7)	^{214}Pb (f)	912,45(12)	29(3)	67(8)	^{228}Ac (f)
295,279(29)	19,2(4)	146(8)	^{214}Pb (f)	1122,479(5)	99,987(1)	583(3)×10	^{46}Sc
327,81(10)	0,13(2) / 0,137(4)	18(5)	$^{228}\text{Ac} + ^{212}\text{Bi}$ (f)	1117,42(4)	50,75(10)	127(6)	^{65}Zn
338,27(14)	12,4(23)	23(8)	^{228}Ac (f)	1158,82(21)	99,9(1)	29(5)	$^{44}\text{Sc} (^{44}\text{Ti})$
352,010(19)	37,1(7)	253(8)	^{214}Pb (f)	1240,39(7)	5,92(12)	43(4)	^{214}Bi (f)
511,408(18)	-	912(13)	e^+ / e^-	1463,50(3)	10,67(11)	154(5)	^{40}K (f)
583,98(7)	86(3)	77(8)	^{208}Tl (f)	1767,92 (8)	15,9(3)	61(4)	^{214}Bi (f)

Tabela 7.3 Análise da primeira amostra de Ti. Segunda medida 491 d após a irradiação. Em destaque o pico referente ao ^{44}Ti .

Figura 7.1 Espectro da medida da primeira amostra de Ti realizada 491 d após a irradiação por tempo total de 96 h.

Figura 7.2 Ajuste do pico de 1157 keV correspondente ao ^{44}Ti .

Da mesma maneira que nas medidas anteriores em que foram analisados picos de transições pouco intensas, foi realizada a análise do possível passeio do pico, mostrando-se, como nos casos anteriores, desprezível.

§ 7.1.2 SEGUNDA IRRADIAÇÃO DE Ti

Devido à possibilidade real de detecção do ^{44}Ti formado pela reação $^{46}\text{Ti}(p, ^3\text{H})^{44}\text{Ti}$ mostrada na primeira irradiação de Ti, uma segunda amostra formada por 7 lâminas de Ti foi irradiada com prótons de 30 MeV. A corrente total integrada de prótons foi planejada para ser da ordem de 10 μAh com o intuito de conseguir uma produção suficientemente grande de ^{44}Ti que permitisse a detecção deste nuclídeo com valor relativamente pequeno da incerteza, apesar do

reduzido valor da sua seção de choque. No entanto isso implicou na perda de informação acerca da formação de outros núclídeos de meia-vida mais curta como os isótopos $^{43,44,44m,47,48}\text{Sc}$, pois a atividade da amostra logo após a irradiação ficou muito alta, impossibilitando as medidas da mesma até decorridos vários meses da irradiação.

Duas lâminas de Cu foram usadas para monitorar o feixe de prótons, assim como 6 placas de Al que serviram para degradar a energia do feixe. A espessura das lâminas de Cu e de Ti foi de $50(1) \mu\text{m}$, as placas de Al tiveram espessuras da ordem de $0,4 \text{ mm}$ cada uma (Figura 2.7). A disposição das placas na amostra foi conforme mostrado na Figura 2.7. Isso permitiu que as lâminas de Ti fossem irradiadas com energias entre 30 e 14 MeV que é aproximadamente o limiar da reação de interesse neste caso.

Inicialmente foram medidas apenas as lâminas de Cu (o ^{62}Zn usado no procedimento de monitoração possui meia-vida de $9,26(2) \text{ h}$). Os valores obtidos a partir destas medidas para a energia e corrente dos prótons incidentes são mostrados na Tabela 7.4. As medidas das placas de Ti foram realizadas após 148 d da irradiação a uma distância de aproximadamente 20 cm do detector, o ajuste dos picos detectados e a identificação das linhas presentes são mostrados nas Tabelas 7.5 à 7.11. Todas as placas foram medidas durante um tempo total de 72 h , com exceção da quarta placa em que problemas com o sistema de detecção só permitiram medidas durante um tempo total de 48 h , mas o ajuste dos picos do espectro obtido neste caso mostrou que o tempo da medida foi suficiente para a análise dos resultados.

SEGUNDA IRRADIAÇÃO DE Ti		
Cu (I)	$E_p = 29,3(5) \text{ MeV}$	$It_i = 6,1(4) \mu\text{Ah}$
Cu (II)	$E_p = 21,1(4) \text{ MeV}$	$It_i = 5,35(26) \mu\text{Ah}$

Tabela 7.4 Valores obtidos a partir das duas lâminas de Cu para a energia e a corrente total integrada do feixe de prótons na irradiação da amostra de 7 lâminas de Ti.

SEGUNDA IRRADIAÇÃO DE Ti				$t_e = 148,3 d$ $t_m = 72 h$			
Primeira Placa							
Energia (keV)	I (%)	Área ($\times 10^3$)	Origem	Energia (keV)	I (%)	Área ($\times 10^3$)	Origem
121,86(9)	85,5(4)	1,80(27)	^{57}Co	1120,299(2)	99,987(1)	1034,1(12)	^{46}Sc
185,55(8)	53(7) / 3,28(7)	1,19(22)	$^{235}\text{U} + ^{226}\text{Ra}(f)$	1156,57(13)	99,9(1)	0,73(8)	$^{44}\text{Sc} (^{44}\text{Ti})$
295,03(8)	19,2(4)	1,67(24)	$^{214}\text{Pb}(f)$	1173,38(27)	99,90(2)	0,29(7)	$^{60}\text{Co}(f)$
351,71(4)	37,1(7)	2,96(25)	$^{214}\text{Pb}(f)$	1237,71(4)	67,0(13)	1,85(6)	^{56}Co
510,886(3)	-	301,7(6)	e^+ / e^-	1311,489(6)	97,49(20)	94,3(3)	^{48}V
609,42(9)	46,1(8)	2,26(29)	$^{214}\text{Bi}(f)$	1331,89(18)	99,9824(5)	0,15(3)	$^{60}\text{Co}(f)$
810,83(8)	99,5(3)	2,5(3)	^{58}Co	1459,76(8)	10,67(11)	0,84(4)	$^{40}\text{K}(f)$
846,88(6)	99,9(1)	3,8(4)	^{56}Co	1492,87(23)	-	0,22(4)	983 + 511
889,273(4)	99,984(1)	1252,0(15)	^{46}Sc	1762,74(11)	15,9(3)	0,55(4)	$^{214}\text{Bi}(f)$
944,117(24)	7,76(9)	10,03(27)	^{48}V	2235,35(6)	2,41(4)	1,37(4)	^{48}V
983,458(4)	99,99(20)	123,7(5)	^{48}V				

Tabela 7.5 Análise da segunda amostra de Ti. Primeira medida da primeira placa realizada 148,3 d após a irradiação. Em destaque o pico referente ao ^{44}Ti .

SEGUNDA IRRADIAÇÃO DE Ti				$t_e = 155,3 d$ $t_m = 72 h$			
Segunda Placa							
Energia (keV)	I (%)	Área ($\times 10^3$)	Origem	Energia (keV)	I (%)	Área ($\times 10^3$)	Origem
121,90(5)	85,5(4)	1,38(19)	^{57}Co	1120,578(2)	99,987(1)	841,4(11)	^{46}Sc
185,68(6)	53(7) / 3,28(7)	0,95(17)	$^{235}\text{U} + ^{226}\text{Ra}(f)$	1156,67(24)	99,9(1)	0,31(6)	$^{44}\text{Sc} (^{44}\text{Ti})$
238,50(14)	43,6(11)	1,25(29)	$^{212}\text{Pb}(f)$	1173,17(23)	99,90(2)	0,32(6)	$^{60}\text{Co}(f)$
295,08(6)	19,2(4)	1,64(20)	$^{214}\text{Pb}(f)$	1238,12(4)	67,0(13)	2,01(6)	^{56}Co
351,79(4)	37,1(7)	2,70(24)	$^{214}\text{Pb}(f)$	1311,814(6)	97,49(20)	81,0(3)	^{48}V
511,027(3)	-	261,5(7)	e^+ / e^-	1332,70(16)	99,9824(5)	0,135(28)	$^{60}\text{Co}(f)$
609,61(7)	46,1(8)	2,68(28)	$^{214}\text{Bi}(f)$	1460,12(8)	10,67(11)	0,79(4)	$^{40}\text{K}(f)$
847,00(6)	99,9(1)	3,67(26)	^{56}Co	1492,8(3)	-	0,24(3)	983 + 511
889,506(4)	99,984(1)	1020,8(13)	^{46}Sc	1762,84(13)	15,9(3)	0,51(3)	$^{214}\text{Bi}(f)$
944,363(26)	7,76(9)	8,68(29)	^{48}V	1769,65(18)	15,5(3)	0,33(3)	^{56}Co
983,703(5)	99,99(20)	107,1(4)	^{48}V	2031,83(22)	7,77(16)	0,118(24)	^{56}Co
1038,16(16)	14,1(3)	0,52(9)	^{56}Co	2235,90(7)	2,41(4)	1,18(4)	^{48}V

Tabela 7.6 Análise da segunda amostra de Ti. Primeira medida da segunda placa realizada 155,3 d após a irradiação. Em destaque o pico referente ao ^{44}Ti .

SEGUNDA IRRADIAÇÃO DE TI				$t_e = 159,2 d$ $t_m = 72 h$			
Terceira Placa							
Energia (keV)	I (%)	Área ($\times 10^3$)	Origem	Energia (keV)	I (%)	Área ($\times 10^3$)	Origem
121,97(4)	85,5(4)	2,73(23)	^{57}Co	1120,227(2)	99,987(1)	1002,5(12)	^{46}Sc
185,65(8)	53(7) / 3,28(7)	1,06(23)	$^{235}\text{U} + ^{226}\text{Ra}$ (f)	1173,35(20)	99,90(2)	0,44(10)	^{60}Co (f)
238,66(7)	43,6(11)	1,89(27)	^{212}Pb (f)	1237,66(3)	67,0(13)	3,32(8)	^{56}Co
295,05(6)	19,2(4)	2,67(28)	^{214}Pb (f)	1311,419(5)	97,49(20)	119,9(4)	^{48}V
351,72(3)	37,1(7)	4,57(28)	^{214}Pb (f)	1331,90(15)	99,9824(5)	0,33(4)	^{60}Co (f)
510,854(2)	-	381,0(7)	e^+ / e^-	1376,97(19)	4,02(9)	0,22(5)	^{214}Bi (f)
583,25(17)	86(3)	0,77(21)	^{208}Tl (f)	1459,86(6)	10,67(11)	1,15(5)	^{40}K (f)
609,39(5)	46,1(8)	3,98(29)	^{214}Bi (f)	1492,94(18)	-	0,29(5)	983 + 511
846,74(4)	99,9(1)	6,3(3)	^{56}Co	1762,31(9)	15,9(3)	0,86(5)	^{214}Bi (f)
889,218(4)	99,984(1)	1215,5(14)	^{46}Sc	1769,13(13)	15,5(3)	0,54(4)	^{56}Co
944,025(20)	7,76(9)	12,51(27)	^{48}V	2031,19(24)	7,77(16)	0,27(5)	^{56}Co
983,394(4)	99,99(20)	157,7(5)	^{48}V	2235,38(6)	2,41(4)	1,73(5)	^{48}V
1037,25(16)	14,1(3)	0,78(14)	^{56}Co				

Tabela 7.7 Análise da segunda amostra de Ti. Primeira medida da terceira placa realizada 159,2 d após a irradiação.

SEGUNDA IRRADIAÇÃO DE TI				$t_e = 162,5 d$ $t_m = 48 h$			
Quarta Placa							
Energia (keV)	I (%)	Área ($\times 10^3$)	Origem	Energia (keV)	I (%)	Área ($\times 10^3$)	Origem
122,04(4)	85,5(4)	2,03(18)	^{57}Co	1120,777(3)	99,987(1)	455,5(8)	^{46}Sc
185,83(11)	53(7) / 3,28(7)	1,13(22)	$^{235}\text{U} + ^{226}\text{Ra}$ (f)	1174,62(10)	99,90(2)	0,12(3)	^{60}Co (f)
238,60(7)	43,6(11)	0,82(15)	^{212}Pb (f)	1238,28(3)	67,0(13)	3,56(8)	^{56}Co
295,14(6)	19,2(4)	1,97(21)	^{214}Pb (f)	1312,033(6)	97,49(20)	100,2(4)	^{48}V
351,87(3)	37,1(7)	3,67(21)	^{214}Pb (f)	1332,30(26)	99,9824(5)	0,20(4)	^{60}Co (f)
511,101(3)	-	321,6(6)	e^+ / e^-	1359,47(26)	4,29(9)	0,15(4)	^{56}Co
609,66(5)	46,1(8)	2,83(22)	^{214}Bi (f)	1377,72(28)	4,02(9)	0,17(6)	^{214}Bi (f)
847,20(3)	99,9(1)	6,69(28)	^{56}Co	1460,66(8)	10,67(11)	0,84(4)	^{40}K (f)
889,647(2)	99,984(1)	551,2(10)	^{46}Sc	1492,73(22)	-	0,29(4)	983 + 511
928,62(15)	0,77(5)	1,009(21)	^{48}V	1763,03(13)	15,9(3)	0,61(5)	^{214}Bi (f)
944,487(20)	7,76(9)	10,78(21)	^{48}V	1769,89(15)	15,5(3)	0,48(4)	^{56}Co
983,852(4)	99,99(20)	131,9(5)	^{48}V	2032,67(16)	7,77(16)	0,198(26)	^{56}Co
1038,13(17)	14,1(3)	0,78(14)	^{56}Co	2237,49(9)	2,41(4)	1,41(5)	^{48}V

Tabela 7.8 Análise da segunda amostra de Ti. Primeira medida da quarta placa realizada 162,5 d após a irradiação.

SEGUNDA IRRADIAÇÃO DE Ti				$t_e = 176,2 d$ $t_m = 72 h$			
Quinta Placa							
Energia (keV)	I (%)	Área ($\times 10^3$)	Origem	Energia (keV)	I (%)	Área ($\times 10^3$)	Origem
122,022(2)	85,5(4)	46,48(27)	^{57}Co	1120,558(22)	99,987(1)	393,3(10)	^{46}Sc
136,449(12)	10,69(17)	5,85(18)	^{57}Co	1140,53(11)	0,126(15)	0,54(7)	^{56}Co
185,70(4)	53(7) / 3,28(7)	1,77(17)	$^{235}\text{U} + ^{225}\text{Ra}$ (f)	1160,07(20)	0,091(10)	0,29(8)	^{56}Co
238,63(6)	43,6(11)	1,32(18)	^{212}Pb (f)	1175,038(16)	2,26(6)	7,88(15)	^{56}Co
295,14(4)	19,2(4)	1,12(15)	^{214}Pb (f)	1238,108(2)	67,0(13)	211,2(6)	^{56}Co
351,79(4)	37,1(7)	2,44(21)	^{214}Pb (f)	1311,71(7)	97,49(20)	0,75(6)	^{48}V
511,036(2)	-	497,8(9)	e^+ / e^-	1359,781(12)	4,29(9)	12,96(17)	^{56}Co
609,48(6)	46,1(8)	1,79(18)	^{214}Bi (f)	1441,89(9)	0,174(4)	0,56(6)	^{56}Co
733,75(8)	0,192(22)	1,00(12)	^{56}Co	1460,34(6)	10,67(11)	1,50(9)	^{40}K (f)
787,98(5)	0,307(7)	1,54(12)	^{56}Co	1762,50(10)	15,9(3)	0,65(6)	^{214}Bi (f)
810,98(5)	99,5(3)	1,28(11)	^{58}Co	1769,539(8)	15,5(3)	36,53(27)	^{56}Co
847,008(4)	99,9(1)	429,1(8)	^{56}Co	1808,63(5)	0,650(20)	1,58(7)	^{56}Co
889,499(23)	99,984(1)	404,1(12)	^{46}Sc	1961,02(4)	0,702(14)	1,56(6)	^{56}Co
977,500(19)	1,40(3)	5,65(14)	^{56}Co	2012,236(23)	3,07(6)	6,51(12)	^{56}Co
983,60(8)	99,99(20)	1,07(10)	^{48}V	2031,651(13)	7,77(16)	16,33(19)	^{56}Co
1037,960(4)	14,1(3)	52,4(3)	^{56}Co	2208,62(10)	0,376(8)	0,69(6)	^{56}Co
1115,525(26)	50,75(10)	3,17(9)	^{65}Zn				

Tabela 7.9 Análise da segunda amostra de Ti. Primeira medida da quinta placa realizada 176,2 d após a irradiação.

SEGUNDA IRRADIAÇÃO DE Ti				$t_e = 179,3 d$ $t_m = 72 h$			
Sexta Placa							
Energia (keV)	I (%)	Área ($\times 10^3$)	Origem	Energia (keV)	I (%)	Área ($\times 10^3$)	Origem
122,00(3)	85,5(4)	2,55(19)	^{57}Co	1174,60(14)	2,26(6) / 99,90(2)	0,83(11)	$^{56}\text{Co} + ^{60}\text{Co}$ (f)
185,69(5)	53(7) / 3,28(7)	1,88(21)	$^{235}\text{U} + ^{225}\text{Ra}$ (f)	1238,151(9)	67,0(13)	16,69(19)	^{56}Co
238,44(9)	43,6(11)	1,11(23)	^{212}Pb (f)	1311,812(2)	97,49(20)	227,4(6)	^{48}V
295,06(7)	19,2(4)	1,01(21)	^{214}Pb (f)	1332,12(16)	99,9824(5)	0,28(4)	^{60}Co (f)
351,76(4)	37,1(7)	2,40(22)	^{214}Pb (f)	1359,84(4)	4,29(9)	0,85(4)	^{56}Co
511,021(4)	-	761,3(9)	e^+ / e^-	1377,65(20)	4,02(9)	0,19(4)	^{214}Bi (f)
609,52(4)	46,1(8)	2,11(17)	^{214}Bi (f)	1460,25(3)	10,67(11)	1,13(4)	^{40}K (f)
847,017(6)	99,9(1)	32,96(24)	^{56}Co	1493,42(11)	-	0,49(4)	983 + 511
889,513(4)	99,984(1)	327,3(7)	^{46}Sc	1762,79(8)	15,9(3)	0,51(3)	^{214}Bi (f)
928,59(3)	0,77(5)	2,60(19)	^{48}V	1769,609(26)	15,5(3)	2,77(6)	^{56}Co
944,348(7)	7,76(9)	23,1(3)	^{48}V	2012,23(9)	3,03(6)	0,49(3)	^{56}Co
983,710(2)	99,99(20)	295,1(7)	^{48}V	2031,75(4)	7,77(16)	1,21(5)	^{56}Co
1037,984(28)	14,1(3)	4,13(13)	^{56}Co	2236,24(3)	2,41(4)	3,43(8)	^{48}V
1120,596(2)	99,987(1)	272,4(6)	^{46}Sc				

Tabela 7.10 Análise da segunda amostra de Ti. Primeira medida da sexta placa realizada 179,3 d após a irradiação.

SEGUNDA IRRADIAÇÃO DE Ti				$t_e = 182,4 d$ $t_m = 72 h$			
Sétima Placa							
Energia (keV)	I (%)	Área ($\times 10^3$)	Origem	Energia (keV)	I (%)	Área ($\times 10^3$)	Origem
121,973(24)	85,5(4)	3,58(21)	^{57}Co	1174,81(11)	2,26(6) / 99,90(2)	1,03(11)	$^{56}\text{Co} + ^{60}\text{Co}$ (f)
185,65(5)	53(7) / 3,28(7)	1,80(21)	$^{235}\text{U} + ^{226}\text{Ra}$ (f)	1238,138(7)	67,0(13)	24,18(22)	^{56}Co
238,56(7)	43,6(11)	1,38(24)	^{212}Pb (f)	1311,784(2)	97,49(20)	302,3(7)	^{48}V
295,17(4)	19,2(4)	1,63(21)	^{214}Pb (f)	1332,21(15)	99,9824(5)	0,31(5)	^{60}Co (f)
351,80(3)	37,1(7)	3,44(23)	^{214}Pb (f)	1359,76(3)	4,29(9)	1,39(5)	^{56}Co
511,013(4)	-	1019,8(13)	e^+ / e^-	1376,90(19)	4,02(9)	0,27(5)	^{214}Bi (f)
609,48(3)	46,1(8)	2,56(15)	^{214}Bi (f)	1460,24(4)	10,67(11)	1,24(5)	^{40}K (f)
802,76(18)	0,150(20)	1,30(27)	^{48}V	1493,32(8)	-	0,81(5)	983 + 511
847,007(5)	99,9(1)	48,8(3)	^{56}Co	1762,70(7)	15,9(3)	0,60(4)	^{214}Bi (f)
889,501(2)	99,984(1)	172,1(5)	^{46}Sc	1769,546(21)	15,5(3)	4,11(7)	^{56}Co
928,53(3)	0,77(5)	3,07(15)	^{48}V	1809,14(19)	0,650(20)	0,19(4)	^{56}Co
944,339(7)	7,76(9)	31,6(3)	^{48}V	1961,36(19)	0,702(14)	0,19(3)	^{56}Co
977,47(10)	1,40(3)	0,90(11)	^{56}Co	2012,29(7)	3,03(6)	0,64(4)	^{56}Co
983,693(4)	99,99(20)	390,7(8)	^{48}V	2031,72(3)	7,77(16)	1,69(5)	^{56}Co
1037,985(21)	14,1(3)	5,63(15)	^{56}Co	2208,71(28)	0,376(8)	0,16(4)	^{56}Co
1120,570(3)	99,987(1)	143,8(5)	^{46}Sc	2236,052(22)	2,41(4)	4,41(7)	^{48}V

Tabela 7.11 Análise da segunda amostra de Ti. Primeira medida da sétima placa realizada 182,4 d após a irradiação.

A continuação são mostrados nas Figuras 7.3 à 7.10, a modo de exemplo, os espectros obtidos das 4 primeiras lâminas de Ti, cuja análise foi mostrada anteriormente, assim como o ajuste dos picos correspondentes ao ^{44}Ti nas duas primeiras lâminas, e ao ^{46}Sc na terceira e quarta lâminas.

Figura 7.3 Espectro da medida da primeira placa da segunda amostra de Ti realizada 148,3 d após a irradiação por tempo total de 72 h.

Figura 7.4 Ajuste do pico de 1157 keV correspondente ao ^{44}Ti na primeira lâmina de Ti.

Figura 7.5 Espectro da medida da segunda placa da segunda amostra de Ti realizada 155,3 d após a irradiação por tempo total de 72 h.

Figura 7.6 Ajuste do pico de 1157 keV correspondente ao ^{44}Ti na segunda lâmina de Ti.

Figura 7.7 Espectro da medida da terceira placa da segunda amostra de Ti realizada 159,2 d após a irradiação por tempo total de 72 h.

Figura 7.8 Ajuste do pico de 1120 keV correspondente ao ^{46}Sc na terceira lâmina de Ti.

Figura 7.9 Espectro da medida da quarta placa da segunda amostra de Ti realizada 162,5 d após a irradiação por tempo total de 48 h.

Figura 7.10 Ajuste do pico de 1120 keV correspondente ao ^{46}Sc na quarta lâmina de Ti.

Como pode ser notado neste caso, o tempo de espera grande entre a irradiação da amostra e a medida permitiu apenas o cálculo da seção de choque de formação do ^{44}Ti (que foi observado apenas nas duas primeiras lâminas de Ti) e do ^{46}Sc , que possui uma meia-vida longa facilitando a sua detecção. Os resultados das seções de choque determinadas usando o método descrito na Seção 2.8 é mostrado a seguir nas Tabelas 7.12 e 7.13.

SEGUNDA IRRADIAÇÃO DE Ti					
PRODUTO: ^{44}Ti			REAÇÃO: $\text{Ti}(p,X)^{44}\text{Ti}$		
Placa	$t_e (d)$	$t_m (h)$	Área ($\times 10^3$)	$E_p (MeV)$	$\sigma_{tot} (mb)$
1	148,3	72	0,73(8)	28,6(5)	0,30(4)
2	155,3	72	0,31(6)	26,4(6)	0,13(3)

Tabela 7.12 Função de excitação para a reação $\text{Ti}(p,X)^{44}\text{Ti}$.

SEGUNDA IRRADIAÇÃO DE Ti					
PRODUTO: ^{46}Sc			REAÇÃO: $\text{Ti}(p,X)^{46}\text{Sc}$		
Placa	$t_e (d)$	$t_m (h)$	Área ($\times 10^3$)	$E_p (MeV)$	$\sigma_{tot} (mb)$
1	148,3	72	1034,1(12)	28,6(5)	5,7(4)
2	155,3	72	841,4(11)	26,4(6)	4,9(4)
3	159,2	72	1002,5(12)	24,2(6)	6,0(4)
4	162,5	48	455,5(8)	21,1(7)	4,78(26)
5	176,2	72	393,3(10)	18,7(7)	3,08(18)
6	179,3	72	272,4(6)	16,0(8)	2,19(12)
7	182,4	72	143,8(5)	13,0(10)	1,19(6)

Tabela 7.13 Função de excitação para a reação $\text{Ti}(p,X)^{46}\text{Sc}$.

§ 7.2 ANÁLISE DOS RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Dos resultados obtidos a partir das irradiações de Ti, a determinação da seção de choque de formação de ^{44}Ti constitui um dos resultados mais importantes deste trabalho.

A primeira das irradiações realizadas teve como objetivo estabelecer a possibilidade e as condições que permitissem a identificação da linha de 1157 keV característica do ^{44}Ti . Esta irradiação realizou-se com corrente relativamente baixa, pois além da determinação do ^{44}Ti estávamos interessados nos produtos $^{42,43}\text{K}$ provenientes das reações $^{49}\text{Ti}(p,2\alpha)^{42}\text{K}$ e $^{50}\text{Ti}(p,2\alpha)^{43}\text{K}$, respectivamente.

Apesar da preparação cuidadosa da experiência, não foi possível determinar a presença destes produtos na amostra. A reação $(p,2\alpha)$ só permite a formação destes núclídeos em quantidades muito reduzidas e o fato de serem núclídeos de meia-vida curta (12,360(3) h e

22,3(1) h para o ^{42}K e o ^{43}K , respectivamente) impediu a detecção dos mesmos nas medidas realizadas aproximadamente 3 horas após a irradiação.

Esta primeira medida permitiu, no entanto, a determinação das seções de choque de formação dos isótopos de meia-vida relativamente curta $^{43,44,44m,46,47,48}\text{Sc}$, formados em quantidades muito maiores que o $^{42,43}\text{K}$. Estes resultados aparecem representados nas Figuras 7.11 à 7.16.

Figura 7.11 Função de excitação para a reação $\text{Ti}(p,X)^{43}\text{Sc}$.

A quantidades de dados disponíveis para comparação varia muito de um produto a outro. Enquanto para o $^{43,46,47,48}\text{Sc}$ encontramos funções de excitação no intervalo energético de interesse bastante satisfatórias, a formação de $^{44,44m}\text{Sc}$ é um processo pouco estudado com apenas um conjunto de dados publicados em cada caso como pode ser visto na Figura 7.12. No caso do ^{44m}Sc , apenas existem dois dados publicados para energias abaixo de 50 MeV mas que ficam acima da energia com que foi realizada a nossa primeira irradiação (Figura 7.13).

Alguns destes resultados tiveram comportamento conforme o esperado ou ficaram consistentes com os dados publicados. Tal é o caso dos produtos $^{44m,46,47}\text{Sc}$. Os resultados da formação dos nuclídeos $^{43,44,48}\text{Sc}$ tiveram um comportamento inesperado ou ficaram incompatíveis com os dados conhecidos. A causa destes problemas está na realização das medidas com muito pouco tempo de espera, quando as atividades de nuclídeos de meia-vida curta não permitem a obtenção da melhor estatística no ajuste dos picos e na determinação das

áreas correspondentes. Devemos lembrar que a medida realizada foi programada especialmente na tentativa de detecção dos isótopos $^{42,43}\text{K}$.

Figura 7.12 Função de excitação para a formação de ^{44}Sc a partir de Ti.

Figura 7.13 Função de excitação para a reação $\text{Ti}(p,X)^{44m}\text{Sc}$.

Figura 7.14 Função de excitação para a reação $\text{Ti}(p,X)^{46}\text{Sc}$.

Especial atenção se deve prestar à Figura 7.12 em que foram colocados dados para as reações $^{47}\text{Ti}(p,\alpha)^{44}\text{Sc}$ junto com dados da reação $\text{Ti}(p,X)^{44}\text{Sc}$. Apesar de que a primeira destas reações é a que contribui com maior intensidade à formação de ^{44}Sc , não devemos esquecer que reações como a $^{48}\text{Ti}(p,n\alpha)^{44}\text{Sc}$ também podem ser importantes a determinados valores da energia, portanto se trata de dados com características diferentes. Estes dados foram colocados na figura após multiplicar a sua seção de choque pelo valor da abundância isotópica do ^{47}Ti , permitindo desta maneira a sua comparação com o cálculo teórico e com os dados obtidos a partir de Ti natural.

Na procura de ^{44}Ti foi realizada uma segunda medida com tempo de espera longo. A área do pico na região de 1157 keV foi ajustada com incerteza da ordem de 20% contribuindo de maneira ampla a incerteza relativamente grande com que pode ser determinada a seção de choque de formação do ^{44}Ti . Este resultado ficou consistente com dados conhecidos, alguns deles obtidos recentemente [Mi80] [Mi97].

A partir deste resultado, a segunda irradiação foi preparada visando maximizar a produção de ^{44}Ti , de maneira a obter um resultado de melhor estatística. Apesar disso, o resultado não ficou como esperado, a corrente com que foi irradiada a amostra foi grande o suficiente para fazer com que mesmo 180 d após a irradiação, o ^{44}Ti não fosse observado na amostra a partir da terceira placa, por causa dos picos intensos de outras transições gama na região do pico de interesse. Os resultados obtidos nas duas primeiras placas, onde a energia incidente foi maior

e a seção de choque apresenta os maiores valores, mostraram-se totalmente consistentes com os dados publicados. Isto pode ser constatado na Figura 7.17.

Figura 7.15 Função de excitação para a reação $\text{Ti}(p,X)^{47}\text{Sc}$.

Figura 7.16 Função de excitação para a reação $\text{Ti}(p,X)^{48}\text{Sc}$.

O ^{44}Ti pode estar presente em mais 4 placas, mas a determinação da sua seção de choque para energias mais baixas não foi possível. Seriam necessárias novas medidas com tempo de espera maior para conseguir a detecção deste nuclídeo, o que não é possível de se fazer como parte deste projeto. Portanto, este resultado pode ser considerado preliminar, a realização de novas medidas fica em aberto.

As medidas das placas da segunda amostra não foram realizadas antes da espera mencionada por causa das altas atividades dos nuclídeos formados. Desta forma, além do ^{44}Ti só pode ser determinada a seção de choque de formação de ^{46}Sc . Este resultado, que aparece mostrada na Figura 7.14, ficou consistente com dados de outras publicações principalmente para as placas 3 a 7. As duas primeiras placas, que foram irradiadas com energia um pouco maior, tiveram valores da seção de choque um pouco diferente. O motivo disto pode ser novamente a baixa estatística na determinação das áreas dos picos por se tratar das amostras que apresentaram as maiores atividades na data das medidas.

Figura 7.17 Função de excitação para a reação $\text{Ti}(p,X)^{44}\text{Ti}$.

§ 7.3 ANÁLISE DOS RESULTADOS TEÓRICOS

Uma melhoria considerável dos resultados dos cálculos ao incluir emissões de PE foi constatada pela primeira vez na reprodução das funções de excitação de reações induzidas em

Ti. Porém a análise destes resultados no estabelecimento dos mecanismos predominantes na formação dos produtos requer algum cuidado devido à existência de 5 isótopos estáveis de Ti, todos com abundância isotópica maior que 5%.

Os produtos estudados nas irradiações de Ti foram os isótopos $^{43,44,44m,46,48}\text{Sc}$, formados por diferentes reações, incluindo a emissão de prótons (2), nêutrons (entre 0 e n , $n < 4$) e partículas α , e o ^{44}Ti , onde a reação $(p, ^3\text{H})$ tem um papel fundamental conforme foi discutido. Os resultados para cada uma destas reações devem ser discutidos de maneira independente.

Para a reação $\text{Ti}(p, X)^{43}\text{Sc}$, o resultado do modelo híbrido ficou absolutamente consistente com os dados de R. Michel e colaboradores [Mi78b] no intervalo $15 \leq Ep \leq 45 \text{ MeV}$ (Figura 7.11). A formação de ^{43}Sc pode acontecer principalmente a partir das reações $^{46}\text{Ti}(p, \alpha)^{43}\text{Sc}$ e $^{47}\text{Ti}(p, n\alpha)^{43}\text{Sc}$. A contribuição da reação $^{48}\text{Ti}(p, 2n\alpha)^{43}\text{Sc}$ pode ser desprezível, apesar do ^{48}Ti constituir quase 74% da amostra. Reações com emissão de 2 prótons e 2 ou mais nêutrons também contribuem de maneira reduzida nas energias analisadas. O sucesso do modelo híbrido neste caso deve-se à emissão do nêutron, pois a emissão da partícula α dever ocorrer principalmente após a formação do NC. Isto é comprovado pelo valor superestimado, por um fator de até 2 para as energias analisadas, do cálculo considerando apenas emissões de equilíbrio. Novamente os modelos falham nas energias abaixo de 15 MeV acusando a limitação várias vezes citada das massas nucleares utilizadas.

Um caso interessante é encontrado na interpretação dos resultados da formação de ^{44}Sc . Para esta reação dois conjuntos de dados foram encontrados no intervalo $7 \leq Ep \leq 45 \text{ MeV}$ (Figura 7.12) sendo que um deles foi obtido para Ti natural e o segundo utilizou apenas o ^{47}Ti como alvo (este fato foi devidamente considerado na Figura 7.12). O comportamento da função de excitação nas energias consideradas tem um caráter pouco regular, como pode ser visto na figura, que ambos modelos conseguiram reproduzir com êxito do ponto de vista qualitativo. Os resultados dos modelos, que para energias inferiores a 20 MeV não apresentaram diferenças substanciais, afastaram-se dos dados experimentais para energias a partir de 40 MeV superestimando a seção de choque. A impossibilidade de incluir no cálculo a formação de ^{44m}Sc conforme comentado, impede a tirada de conclusões mais elaboradas neste caso enquanto a ocorrência das emissões de PE, que, como pode ser apreciado, influenciam a reação apenas para energias maiores que 25 MeV .

Nenhuma diferença apreciável foi constatada entre os dois modelos na descrição da função de excitação do ^{46}Sc , que foi consistente com os dados experimentais no intervalo de 12 a 45 MeV (Figura 7.14). A contribuição de várias reações neste caso, que vão desde a $(p, 2p)$ até

a emissão de uma α acompanhada de um nêutron, dificultam a compreensão do mecanismo da reação, mas nenhuma importância maior deve ser dada as emissões de PE.

Uma diferença considerável foi observada no resultado dos modelos na formação de ^{47}Sc (Figura 7.15). Enquanto o modelo de NC conseguiu apenas uma descrição qualitativa grosseira da função de excitação experimental, o modelo híbrido ficou consistente com os dados experimentais para energias acima de 15 MeV. Este resultado mostrou a contribuição decisiva das emissões de PE na reação $^{48}\text{Ti}(p,2p)^{47}\text{Sc}$. Estas considerações podem ser estendidas à formação de ^{48}Sc (Figura 7.16). Neste caso nota-se uma superestimação da seção de choque por um fator maior que 2 por parte do modelo híbrido, apesar dele ter conseguido uma melhor descrição da forma da função de excitação. Uma possível explicação pode ser a conhecida tendência a superestimar a emissão de nêutrons com relação a prótons no cálculo de PE do programa utilizado [Mi97] ao considerar a contribuição das reações $^{49}\text{Ti}(p,2p)^{47}\text{Sc}$ e $^{50}\text{Ti}(p,2pn)^{47}\text{Sc}$.

Por último, o resultado para a reação $\text{Ti}(p,X)^{44}\text{Ti}$ é mostrado na Figura 7.17. Ambos modelos falharam na descrição da função de excitação experimental. Para energias inferiores a 30 MeV o resultado teórico apresenta uma queda brusca com ralação aos dados, enquanto que para $E_p > 30 \text{ MeV}$ a tendência é de superestimar os valores de σ_{tot} , apesar de conseguir uma aceitável reprodução da tendência geral, que apresenta um comportamento suave, praticamente constante para energias de até 45 MeV. O fracasso dos modelos nesta reação é compreensível pelos mecanismos pouco usuais que estão envolvidos. Como foi discutido anteriormente, o principal canal de saída para esta reação é a emissão de um ^3H , processo raro não considerado na rotina do modelo híbrido do ALICE 91. Por outra parte, conforme visto na análise do desempenho do modelo de Weisskopf-Ewing para as reações induzidas por prótons em Ti, o modelo de NC não é suficiente para reproduzir corretamente os dados experimentais. É importante notar neste caso que a inclusão de correções de camadas e emparelhamento tanto nas massas quanto nas densidades de níveis pode contribuir à melhora dos resultados pelo fato do ^{44}Ti ser um nuclídeo par-par de $N = Z = 22$.

Resultados Experimentais da Irradiação de Ni

§ 8.1 DETERMINAÇÃO DAS SEÇÕES DE CHOQUE

Uma amostra formada por 7 placas de Ni, conforme descrito na Seção 2.2, foi irradiada no ciclotron de 30 *MeV*. O feixe de prótons foi monitorado a partir de lâminas de Cu conforme foi mostrado na Figura 2.8. A Tabela 8.1 mostra os valores da corrente e da energia dos prótons obtidos a partir das duas primeiras lâminas de Cu. O valor da energia incidente dos prótons em cada placa de Ni foi calculado a partir dos valores monitorados (Tabela 8.1) e do cálculo realizado com o programa SRIM; esses valores são mostrados na Figura 2.8. Nas tabelas de resultados das seções de choque deste capítulo foram colocados os valores da energia média em cada placa de Ni.

Devido ao nosso interesse na determinação da seção de choque para isótopos com meia-vida entre 17 *h* (^{55}Co) e 271 *d* (^{57}Co) foram realizadas três séries de medidas das placas de Ni com tempos de espera diferentes. A continuação é apresentada nas Tabelas 8.2 à 8.8 a análise dos espectros obtidos para cada uma das placas na primeira série de medidas, estes espectros são mostrados nas Figuras 8.1 à 8.10. Os dados obtidos nas séries de medidas seguintes foram usados para o cálculo das seções de choque dos nuclídeos de meia-vida mais longa, nenhuma informação nova foi encontrada enquanto à identificação dos nuclídeos formados durante a irradiação, apenas foi obtida uma melhor estatística das áreas dos picos dos nuclídeos citados além de permitir identificá-los com maior clareza a partir do acompanhamento das meias-vidas correspondentes.

IRRADIAÇÃO DE Ni		
Cu (I)	$E_p = 28,2(6) \text{ MeV}$	$It_i = 0,216(19) \mu\text{Ah}$
Cu (II)	$E_p = 19,9(3) \text{ MeV}$	$It_i = 0,206(11) \mu\text{Ah}$

Tabela 8.1 Valores obtidos a partir das duas primeiras lâminas de Cu para a energia e a corrente total integrada do feixe de prótons na irradiação da amostra de Ni.

IRRADIAÇÃO DE Ni				$t_e = 79,5 \text{ h}$			
Primeira Placa				$t_m = 6 \text{ h}$			
Energia (keV)	I (%)	Área ($\times 10^3$)	Origem	Energia (keV)	I (%)	Área ($\times 10^3$)	Origem
122,056(4)	85,5(4)	1398,7(15)	^{57}Co	1046,834(4)	0,125(25)	7,5(3)	^{57}Ni
127,193(4)	12,9(8)	3822,7(21)	^{57}Ni	1175,36(18)	2,26(6)	1,8(4)	^{56}Co
136,466(2)	10,69(17)	175,2(7)	^{57}Co	1223,91(9)	0,086(17)	2,9(4)	^{57}Ni
158,387(2)	98,8(20)	163,2(7)	^{56}Ni	1238,313(7)	67,0(13)	52,3(4)	^{56}Co
161,88(6)	0,017(3)	4,1(4)	^{57}Ni	1246,50(6)	-	4,7(4)	ES
269,435(8)	36,5(8)	45,3(6)	^{56}Ni	1316,52(7)	7,09(14)	3,12(27)	^{55}Co
355,386(25)	-	12,1(6)	ED	1359,96(7)	4,29(6)	3,3(3)	^{56}Co
379,82(3)	0,075(15)	7,6(4)	^{57}Ni	1377,383(4)	77,9(16)	3670,6(25)	^{57}Ni
477,143(13)	20,2(14)	19,8(3)	^{55}Co	1408,108(13)	16,9(3)	26,00(27)	^{55}Co
480,425(9)	36,5(8)	28,1(4)	^{56}Ni	1503,94(6)	-	2,93(20)	127 + 1377
510,941(4)	-	13601(5)	e^+ / e^-	1561,29(5)	14,0(6)	4,12(20)	^{56}Ni
637,99(6)	-	8,8(4)	-	1729,38(10)	0,056(11)	1,86(18)	^{57}Ni
673,61(5)	0,045(9)	3,9(3)	^{57}Ni	1756,455(3)	7,1(6)	233,1(6)	^{57}Ni
692,59(13)	0,158(4)	1,0(2)	^{57}Co	1770,193(20)	15,5(3)	8,81(19)	^{56}Co
735,73(5)	-	3,7(3)	ED	1886,499(27)	-	9,57(15)	1377 + 511
750,167(9)	49,9(12)	25,2(3)	^{56}Ni	1895,92(13)	0,022(4)	0,96(7)	^{57}Ni
811,624(6)	86,0(17) / 99,5(3)	75,0(5)	$^{56}\text{Ni} + ^{58}\text{Co}$	1917,806(2)	14,7(9)	476,7(8)	^{57}Ni
846,996(3)	99,9(1)	107,0(4)	^{56}Co	1961,81(12)	0,702(14)	0,41(4)	^{56}Co
866,704(27)	-	18,6(4)	ES	2013,16(3)	3,03(6)	1,60(5)	^{56}Co
897,537(21)	-	13,4(3)	ED	2032,631(23)	7,77(16)	4,00(7)	^{56}Co
906,94(7)	0,086(17)	3,79(27)	^{57}Ni	2085,52(14)	-	0,67(6)	-
931,505(8)	75(3)	40,4(3)	^{55}Co	2130,4(5)	0,037(7)	1,07(4)	^{57}Ni
1038,034(24)	14,1(3)	12,7(3)	^{56}Co	2593,38(19)	16,7(3)	7,20(8)	^{56}Co

Tabela 8.2 Análise da amostra de Ni. Primeira medida da primeira placa realizada 79,5 h após a irradiação.

IRRADIAÇÃO DE Ni				$t_e = 72,2 \text{ h}$ $t_m = 6 \text{ h}$			
Segunda Placa							
Energia (keV)	I (%)	Área ($\times 10^3$)	Origem	Energia (keV)	I (%)	Área ($\times 10^3$)	Origem
122,048(4)	85,5(4)	1336,5(14)	^{57}Co	866,70(3)	-	11,1(3)	ES
127,185(4)	12,9(8)	2257,3(16)	^{57}Ni	897,47(3)	-	8,35(28)	ED
136,458(2)	10,69(17)	168,5(6)	^{57}Co	906,99(6)	0,086(17)	2,21(23)	^{57}Ni
158,380(14)	98,8(20)	15,2(5)	^{56}Ni	931,479(2)	75(3)	330,7(6)	^{55}Co
161,94(10)	0,017(3)	1,9(4)	^{57}Ni	984,58(10)	0,52(10)	1,60(23)	^{55}Co
269,44(7)	36,5(8)	4,0(5)	^{56}Ni	1046,78(6)	0,125(25)	4,55(29)	^{57}Ni
355,42(3)	-	7,2(5)	ED	1224,14(8)	0,086(17)	1,50(20)	^{57}Ni
379,832(4)	0,075(15)	5,1(3)	^{57}Ni	1246,56(9)	-	4,0(4)	ES
385,15(4)	0,54(4)	4,8(3)	^{55}Co	1316,435(10)	7,09(4)	23,03(22)	^{55}Co
411,241(22)	1,07(7)	9,4(3)	^{55}Co	1369,672(17)	2,92(22)	11,06(17)	^{55}Co
477,115(2)	20,2(14)	161,7(5)	^{55}Co	1377,362(4)	77,9(16)	2152,5(19)	^{57}Ni
480,30(7)	36,5(8)	2,77(25)	^{56}Ni	1408,186(5)	16,9(3)	62,46(28)	^{55}Co
510,91(4)	-	9562(3)	e^+ / e^-	1504,21(8)	-	1,26(13)	127 + 1377
519,839(21)	0,82(8)	6,7(3)	^{55}Co	1561,84(15)	14,0(6)	0,39(9)	^{56}Ni
637,97(7)	-	4,3(3)	-	1729,45(9)	0,056(11)	1,28(13)	^{57}Ni
673,39(8)	0,045(9)	2,11(24)	^{57}Ni	1756,374(3)	7,1(6)	134,2(3)	^{57}Ni
735,51(7)	-	2,7(3)	ED	1886,38(3)	-	5,26(9)	1377 + 511
750,13(6)	49,5(12)	2,28(22)	^{56}Ni	1895,58(27)	0,022(4)	0,34(5)	^{57}Ni
803,930(19)	1,87(13)	9,62(25)	^{55}Co	1917,779(3)	14,7(9)	279,4(6)	^{57}Ni
811,297(24)	86,0(17) / 99,5(3)	11,3(3)	$^{56}\text{Ni} + ^{58}\text{Co}$	2130,52(7)	0,037(7)	0,67(4)	^{57}Ni
827,42(15)	0,21(6)	1,00(22)	^{55}Co	2141,34(13)	0,090(8)	0,201(20)	^{55}Co
846,89(22)	99,9(1)	0,58(25)	^{56}Co				

Tabela 8.3 Análise da amostra de Ni. Primeira medida da segunda placa realizada 72,2 h após a irradiação.

IRRADIAÇÃO DE Ni				$t_e = 63,3 \text{ h}$ $t_m = 6 \text{ h}$			
Terceira Placa							
Energia (keV)	I (%)	Área ($\times 10^3$)	Origem	Energia (keV)	I (%)	Área ($\times 10^3$)	Origem
122,064(4)	85,5(4)	1212,1(12)	^{57}Co	897,53(3)	-	7,6(3)	ED
127,203(4)	12,9(8)	2060,7(15)	^{57}Ni	907,02(9)	0,086(17)	2,3(4)	^{57}Ni
136,475(2)	10,69(17)	151,0(6)	^{57}Co	931,511(4)	75(3)	515,7(7)	^{55}Co
158,43(6)	98,8(20)	4,1(5)	^{56}Ni	984,89(6)	0,52(10)	3,06(25)	^{55}Co
161,87(19)	0,017(3)	1,3(4)	^{57}Ni	1046,88(5)	0,125(25)	4,22(29)	^{57}Ni
269,57(16)	36,5(8)	1,8(5)	^{56}Ni	1212,65(12)	0,26(3)	1,31(27)	^{55}Co
355,46(3)	-	7,5(5)	ED	1223,87(11)	0,086(17)	1,78(29)	^{57}Ni
379,83(5)	0,075(15)	3,1(5)	^{57}Ni	1246,5(3)	-	3,1(8)	ES
385,12(3)	0,54(4)	7,7(5)	^{55}Co	1316,455(7)	7,09(14)	35,98(23)	^{55}Co
411,296(14)	1,07(7)	15,6(3)	^{55}Co	1369,690(12)	2,92(22)	16,23(18)	^{55}Co
477,141(2)	20,2(14)	250,4(5)	^{55}Co	1377,405(1)	77,9(16)	1968,9(18)	^{57}Ni
510,948(4)	-	10018(4)	e^+ / e^-	1408,269(5)	16,9(3)	91,1(4)	^{55}Co
519,90(4)	0,82(8)	10,6(6)	^{55}Co	1504,05(11)	-	1,41(14)	127 + 1377
638,09(9)	-	3,5(3)	-	1729,67(12)	0,056(11)	1,12(11)	^{57}Ni
673,54(6)	0,045(9)	1,83(22)	^{57}Ni	1756,469(4)	7,1(6)	124,3(4)	^{57}Ni
735,64(8)	-	1,97(28)	ED	1886,51(3)	-	4,16(14)	1377 + 511
750,02(20)	49,5(12)	0,7(3)	^{56}Ni	1895,84(14)	0,022(4)	0,52(8)	^{57}Ni
803,949(13)	1,87(13)	15,13(25)	^{55}Co	1917,831(3)	14,7(9)	255,7(6)	^{57}Ni
811,133(25)	86,0(17) / 99,5(3)	7,24(21)	$^{56}\text{Ni} + ^{58}\text{Co}$	2130,50(6)	0,037(7)	0,59(3)	^{57}Ni
827,69(8)	0,21(6)	1,77(24)	^{55}Co	2141,41(9)	0,090(8)	0,315(24)	^{55}Co
866,72(3)	-	9,6(3)	ES	2174,56(6)	0,29(4)	0,81(4)	^{55}Co

Tabela 8.4 Análise da amostra de Ni. Primeira medida da terceira placa realizada 63,3 h após a irradiação.

IRRADIAÇÃO DE Ni				$t_e = 55,5 h$			
Quarta Placa				$t_m = 6 h$			
Energia (keV)	I (%)	Área ($\times 10^3$)	Origem	Energia (keV)	I (%)	Área ($\times 10^3$)	Origem
122,082(6)	85,5(4)	10,94(15)	^{57}Co	827,48(16)	0,21(6)	0,23(5)	^{55}Co
136,49(3)	10,69(17)	1,22(9)	^{57}Co	931,529(4)	75(3)	51,45(29)	^{55}Co
385,08(5)	0,54(4)	7,5(7)	^{55}Co	984,68(9)	0,52(10)	0,29(3)	^{55}Co
411,33(3)	1,07(7)	1,59(7)	^{55}Co	1212,46(14)	0,26(3)	0,115(20)	^{55}Co
477,165(4)	20,2(14)	24,97(17)	^{55}Co	1316,442(17)	7,09(14)	3,60(6)	^{55}Co
510,959(2)	-	410,2(8)	e^+ / e^-	1369,614(26)	2,92(22)	1,57(4)	^{55}Co
519,90(7)	0,82(8)	1,08(16)	^{55}Co	1377,58(13)	77,9(16)	0,113(14)	^{57}Ni
803,942(26)	1,87(13)	1,50(5)	^{55}Co	1408,250(11)	16,9(3)	7,77(8)	^{55}Co
811,007(16)	99,5(3)	3,40(8)	^{58}Co	1460,67(17)	10,67(1)	0,100(13)	^{40}K (f)

Tabela 8.5 Análise da amostra de Ni. Primeira medida da quarta placa realizada 55,5 h após a irradiação.

IRRADIAÇÃO DE Ni				$t_e = 49,4 h$			
Quinta Placa				$t_m = 6 h$			
Energia (keV)	I (%)	Área ($\times 10^3$)	Origem	Energia (keV)	I (%)	Área ($\times 10^3$)	Origem
122,060(13)	85,5(4)	2,71(7)	^{57}Co	1238,59(26)	5,92(12)	0,053(12)	^{214}Bi (f)
136,66(7)	10,69(17)	0,30(5)	^{57}Co	1316,45(5)	7,09(14)	0,459(23)	^{55}Co
411,45(18)	1,07(7)	0,23(4)	^{55}Co	1332,34(20)	99,9824(5)	0,057(9)	^{60}Co (f)
477,130(13)	20,2(14)	3,27(6)	^{55}Co	1369,73(8)	2,92(22)	0,188(15)	^{55}Co
510,944(4)	-	145,7(5)	e^+ / e^-	1377,55(9)	77,9(16)	0,144(14)	^{57}Ni
609,39(8)	46,1(1)	0,228(25)	^{214}Bi (f)	1408,19(3)	16,9(3)	0,98(3)	^{55}Co
804,00(7)	1,87(13)	0,263(20)	^{55}Co	1460,46(10)	10,67(1)	0,087(11)	^{40}K
810,963(16)	99,5(3)	2,81(5)	^{58}Co	1763,01(24)	15,9(3)	0,034(8)	^{214}Bi (f)
931,473(10)	75(3)	6,69(8)	^{55}Co				

Tabela 8.6 Análise da amostra de Ni. Primeira medida da quinta placa realizada 49,4 h após a irradiação.

IRRADIAÇÃO DE Ni				$t_e = 107,2 h$			
Sexta Placa				$t_m = 6 h$			
Energia (keV)	I (%)	Área ($\times 10^3$)	Origem	Energia (keV)	I (%)	Área ($\times 10^3$)	Origem
122,07(5)	85,5(4)	0,217(24)	^{57}Co	810,901(16)	99,5(3)	2,35(5)	^{58}Co
127,27(11)	12,9(8)	0,088(19)	^{57}Ni	1120,38(9)	15,0(3)	0,132(14)	^{214}Bi (f)
185,81(10)	53(7) / 3,28(7)	0,156(27)	$^{235}\text{U} + ^{226}\text{Ra}$ (f)	1154,92(22)	1,69(5)	0,030(9)	^{214}Bi (f)
238,67(9)	43,6(11)	0,124(21)	^{212}Pb (f)	1172,83(14)	99,90(2)	0,071(12)	^{60}Co (f)
241,97(7)	3,9(11)	0,182(24)	^{224}Ra (f)	1238,39(21)	5,92(12)	0,035(9)	^{214}Bi (f)
295,12(3)	19,2(4)	0,435(28)	^{214}Pb (f)	1332,25(17)	99,9824(5)	0,071(11)	^{60}Co (f)
351,747(25)	37,1(7)	0,66(3)	^{214}Pb (f)	1377,52(15)	77,9(16)	0,077(11)	^{57}Ni
510,874(29)	-	2,27(5)	e^+ / e^-	1460,28(11)	10,67(1)	0,118(12)	^{40}K (f)
609,33(4)	46,1(1)	0,510(27)	^{214}Bi (f)	1763,24(11)	15,9(3)	0,079(10)	^{214}Bi (f)

Tabela 8.7 Análise da amostra de Ni. Primeira medida da sexta placa realizada 107,2 h após a irradiação.

IRRADIAÇÃO DE Ni				$t_e = 24,5 \text{ h}$ $t_m = 6 \text{ h}$			
Sétima Placa							
Energia (keV)	I (%)	Área ($\times 10^3$)	Origem	Energia (keV)	I (%)	Área ($\times 10^3$)	Origem
122,01(5)	85,5(4)	0,222(23)	^{57}Co	810,977(17)	99,5(3)	2,26(4)	^{58}Co
127,25(6)	12,9(8)	0,166(21)	^{57}Ni	1120,53(20)	15,0(3)	0,045(10)	^{214}Bi (f)
185,69(7)	53(7) / 3,28(7)	0,091(18)	$^{235}\text{U} + ^{226}\text{Ra}$ (f)	1173,30(26)	99,90(2)	0,063(14)	^{60}Co (f)
238,67(10)	43,6(11)	0,118(22)	^{212}Pb (f)	1331,73(26)	99,9824(5)	0,035(9)	^{60}Co (f)
295,22(10)	19,2(4)	0,115(21)	^{214}Pb (f)	1377,49(9)	77,9(16)	0,189(15)	^{57}Ni
351,87(5)	37,1(7)	0,235(22)	^{214}Pb (f)	1460,61(9)	10,67(1)	0,106(11)	^{40}K (f)
510,995(22)	-	3,80(6)	e^+ / e^-	1763,40(26)	15,9(3)	0,044(9)	^{214}Bi (f)
609,59(6)	46,1(1)	0,182(19)	^{214}Bi (f)	1918,3(4)	14,7(9)	0,022(9)	^{57}Ni

Tabela 8.8 Análise da amostra de Ni. Primeira medida da sétima placa realizada 24,5 h após a irradiação.

Figura 8.1 Espectro da medida da primeira placa de Ni realizada 79,5 h após a irradiação por tempo total de 6 h.

Figura 8.2 Ajuste do pico de 158 keV correspondente ao ^{56}Ni .

Figura 8.3 Espectro da medida da segunda placa de Ni realizada 72,2 h após a irradiação por tempo total de 6 h.

Figura 8.4 Ajuste do pico de 158 keV correspondente ao ^{56}Ni .

Figura 8.5 Espectro da medida da terceira placa de Ni realizada 63,3 h após a irradiação por tempo total de 6 h.

Figura 8.6 Ajuste do pico de 158 keV correspondente ao ^{56}Ni .

Figura 8.7 Espectro da medida da quarta placa de Ni realizada 55,5 h após a irradiação por tempo total de 6 h.

Figura 8.8 Espectro da medida da quinta placa de Ni realizada 49,4 h após a irradiação por tempo total de 6 h.

Figura 8.9 Espectro da medida da sexta placa de Ni realizada 107,2 h após a irradiação por tempo total de 6 h.

Figura 8.10 Espectro da medida da sétima placa de Ni realizada 24,5 h após a irradiação por tempo total de 6 h.

Foi detectada nas amostras a presença dos isótopos $^{55,56,57,58,60}\text{Co}$, assim como ^{56}Ni . A partir das áreas dos picos ajustados em cada caso foi possível o cálculo das seções de choque para as reações de formação destes núclídeos. Os resultados são mostrados nas Tabelas 8.9 à 8.14.

IRRADIAÇÃO DE Ni					
PRODUTO: ^{55}Co			REAÇÃO: $^{58}\text{Ni}(p,X)^{55}\text{Co}$		
Placa	t_e (h)	t_m (h)	Área ($\times 10^3$)	E_p (MeV)	σ_{tot} (mb)
1	79,5	6	405(5) $\times 10$	27,3(6)	4,1(4)
2	72,2	6	330,7(6)	19,2(8)	27,2(16)
3	63,3	6	515,7(7)	18,4(9)	29,6(17)
4	55,5	6	51,45(29)	9,5(15)	2,18(13)
5	49,4	6	6,69(8)	8,1(16)	0,223(13)

Tabela 8.9 Função de excitação para a reação $^{58}\text{Ni}(p,\alpha)^{55}\text{Co}$.

IRRADIAÇÃO DE Ni					
PRODUTO: ^{56}Co			REAÇÃO: $\text{Ni}(p,X)^{56}\text{Co}$		
Placa	t_e (d)	t_m (h)	Área ($\times 10^3$)	E_p (MeV)	σ_{tot} (mb)
1	34,5	12	166,5(5)	27,3(6)	26,1(24)
2	34,0	12	1,66(4)	19,2(8)	0,273(17)
3	33,5	12	0,45(2)	18,4(9)	0,073(6)

Tabela 8.10 Função de excitação para a reação $\text{Ni}(p,X)^{56}\text{Co}$.

IRRADIAÇÃO DE Ni					
PRODUTO: ^{57}Co			REAÇÃO: $\text{Ni}(p,X)^{57}\text{Co}$		
Placa	t_e (d)	t_m (h)	Área ($\times 10^3$)	E_p (MeV)	σ_{tot} (mb)
1	34,5	12	2798,4(17)	27,3(6)	272(27)
2	34,0	12	2597,7(16)	19,2(8)	264(19)
3	33,5	12	2361,6(15)	18,4(9)	240(18)
4	33,0	12	20,46(18)	9,5(15)	2,08(15)
5	32,4	12	5,16(7)	8,1(16)	0,52(4)
6	31,8	12	0,44(3)	4,7(18)*	0,045(5)
7	31,3	12	0,37(3)	2,1(20)	0,038(4)

Tabela 8.11 Função de excitação para a reação $\text{Ni}(p,X)^{57}\text{Co}$.

IRRADIAÇÃO DE Ni					
PRODUTO: ^{58}Co			REAÇÃO: $\text{Ni}(p,X)^{58}\text{Co}$		
Placa	t_e (d)	t_m (h)	Área ($\times 10^3$)	E_p (MeV)	σ_{tot} (mb)
1	34,5	12	47,3(2)	27,3(6)	6,8(6)
2	34,0	12	10,81(13)	19,2(8)	1,161(9)
3	33,5	12	9,69(10)	18,4(9)	1,43(8)
4	33,0	12	5,23(7)	9,5(15)	0,77(5)
5	32,4	12	4,16(6)	8,1(16)	0,61(4)
6	31,8	12	3,57(6)	4,7(18)	0,51(3)
7	31,3	12	3,45(6)	2,1(20)	0,493(29)

Tabela 8.12 Função de excitação para a reação $\text{Ni}(p,X)^{58}\text{Co}$.

IRRADIAÇÃO DE Ni					
PRODUTO: ^{60}Co			REAÇÃO: $\text{Ni}(p,X)^{60}\text{Co}$		
Placa	t_e (d)	t_m (h)	Área	E_p (MeV)	σ_{tot} (mb)
1	34,5	12	41(5)×10	27,3(6)	1,7(3)
2	34,0	12	129(14)	19,2(8)	0,56(7)
3	33,5	12	149(17)	18,4(9)	0,65(8)

Tabela 8.13 Função de excitação para a reação $\text{Ni}(p,X)^{60}\text{Co}$.

IRRADIAÇÃO DE Ni					
PRODUTO: ^{56}Ni			REAÇÃO: $^{58}\text{Ni}(p,^3\text{H})^{56}\text{Ni}$		
Placa	t_e (h)	t_m (h)	Área ($\times 10^3$)	E_p (MeV)	σ_{tot} (mb)
1	250,3	4	47,27(25)	27,3(6)	1,47(14)
2	232,4	12	14,09(18)	19,2(8)	0,141(10)
3	220,3	12	4,20(14)	18,4(9)	0,040(3)

Tabela 8.14 Função de excitação para a reação $^{58}\text{Ni}(p,^3\text{H})^{56}\text{Ni}$.

§ 8.2 ANÁLISE DOS RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Das reações raras objeto deste trabalho, temos dois casos que têm como alvo o Ni. Por um lado temos a reação $^{61}\text{Ni}(p,2\alpha)^{54}\text{Mn}$ de extrema dificuldade na determinação da seção de choque pelos motivos descritos na introdução. Por outro lado, a reação $^{58}\text{Ni}(p,^3\text{H})^{56}\text{Ni}$ pode ser muito bem estudada utilizando nosso método experimental sempre que a experiência seja preparada para realizar a medida da amostra pouco tempo depois da irradiação. A dificuldade que achamos neste caso é a ampla formação de isótopos de Co de meia-vida mais longa e que exibem atividades muito maiores que as dos produtos de interesse.

Como foi comentado na introdução, as reações induzidas em Ni têm sido bastante estudadas. Por exemplo, no caso da formação de ^{55}Co encontramos 9 referências, muitas das quais oferecem funções de excitação completas, oferecendo uma visão muito clara do comportamento da seção de choque num amplo intervalo energético a partir de 5 MeV. Nestes casos o nosso principal interesse na determinação destas seções de choque radica na possibilidade de teste do nosso método experimental. Em outros casos, apesar de termos vários conjuntos de dados, existem ainda algumas falhas para energias menores como no caso da formação do $^{56,57,58,60}\text{Co}$ e ^{56}Ni , que apesar de possuir dados abundantes para energias acima de 20 MeV apresenta escassez de valores para energias inferiores.

Neste trabalho foram determinadas as funções de excitação para a formação de $^{55,56,57,58,60}\text{Co}$ a partir de Ni natural. Estes resultados são mostrados nas Figuras 8.11 à 8.15.

Figura 8.11 Função de excitação para a reação $^{58}\text{Ni}(p,X)^{55}\text{Co}$.

Figura 8.12 Função de excitação para a reação $\text{Ni}(p,X)^{56}\text{Co}$.

A determinação das funções de excitação de formação dos isótopos de Co serviu para confirmar a validade do nosso método experimental por termos conseguido descrever um

intervalo energético relativamente amplo, como foi o caso da formação de $^{55,56}\text{Co}$. Como pode ser visto nas Figuras 8.11 e 8.12, nosso resultado ficou consistente com os dados publicados para todos os valores de energia analisados.

Figura 8.13 Função de excitação para a reação $\text{Ni}(p,X)^{57}\text{Co}$.

Figura 8.14 Função de excitação para a reação $\text{Ni}(p,X)^{58}\text{Co}$.

No caso da formação dos isótopos $^{57,58}\text{Co}$, nosso resultado, além de ficar consistente com os dados publicados, fornece os primeiros valores da seção de choque obtidos para estas reações a energias inferiores a 10 MeV (Figuras 8.13 e 8.14). Para a reação $\text{Ni}(p,X)^{60}\text{Co}$ não foram encontrados dados publicados, portanto nosso resultado constitui a única informação até o momento para esta reação (Figura 8.15).

Conforme comentado na seção anterior, três séries de medidas foram realizadas nas placas de Ni. Desta forma, devido a diferenças entre os valores da meia-vida dos isótopos de Co envolvidos foram utilizados no cálculo das seções de choque os dados obtidos dos espectros mais convenientes em cada caso. Isso permitiu determinar as funções de excitação anteriores, cujas incertezas ficaram com valores em torno de 13% para o ^{60}Co e de 6 a 10% para o resto dos isótopos. O cálculo dos valores da energia foi realizado obtendo incertezas da ordem de 2% para as energias maiores, mas que ficaram muito altos no caso das energias inferiores.

Figura 8.15 Função de excitação para a reação $\text{Ni}(p,X)^{60}\text{Co}$.

Finalmente, na Figura 8.16 encontramos os resultados da determinação do ^{56}Ni , que como já foi comentado provém fundamentalmente da reação rara $^{58}\text{Ni}(p,^3\text{H})^{56}\text{Ni}$. Esta reação possui um limiar de $14,227\text{ MeV}$, portanto a sua ocorrência só pode ser estudada até a terceira placa (a energia incidente na quarta placa foi de $10,2(14)\text{ MeV}$). O resultado mostrou-se consistente

com os dados publicados no intervalo analisado de 18 a 27 *MeV*, contribuindo à descrição deste processo no caso das energias menores onde há poucos dados publicados.

Figura 8.16 Função de excitação para a reação $\text{Ni}(p,X)^{56}\text{Ni}$.

§ 8.3 ANÁLISE DOS RESULTADOS TEÓRICOS

Uma situação parecida à encontrada nos produtos do Ti é a dos resultados das irradiações de Ni que também possui 5 isótopos estáveis. Entre as reações analisadas neste caso, encontramos as de formação de $^{55,56,57,58,60}\text{Co}$ e a reação de formação de ^{56}Ni .

A primeira destas reações, $^{58}\text{Ni}(p,X)^{55}\text{Co}$, possui um conjunto grande de dados para energias entre 5 e 30 *MeV*. Os resultados do cálculo são mostrados na Figura 8.11. O canal principal de ocorrência desta reação é o (p, α), fazendo com que no intervalo de energias consideradas, o cálculo de Weisskopf-Ewing ofereça um resultado consistente com os dados experimentais. Apesar de que ambos modelos diferem pouco nos valores de energia mais altos que foram considerados, nota-se a maior subestimação dos resultados por parte do modelo híbrido.

No caso da formação do ^{56}Co , as funções de excitação foram subestimadas até por um fator 2, mas o comportamento para energias acima de 17 *MeV* foi adequadamente descrito (Figura 8.12). O modelo híbrido mostrou um desempenho melhor, ficando praticamente consistente com os dados, apontando à importância da emissão de PE de prótons e nêutrons.

A melhoria dos resultados com a consideração das emissões de PE também pode ser apreciada na Figura 8.13 para a produção de ^{57}Co em que se torna um fator essencial para a descrição dos dados experimentais a energias acima de 30 MeV, indicando um papel destacado na formação de ^{57}Co à reação $^{58}\text{Ni}(p,2p)^{57}\text{Co}$.

Como nos casos anteriores, também foi satisfatório o resultado obtido para a formação de ^{58}Co , mostrado na Figura 8.14. Apesar de que a função de excitação é subestimada, principalmente pelo modelo híbrido, chegando até um fator 2, o comportamento irregular apresentado entre 10 e 40 MeV é descrito de maneira surpreendente, em concordância com os nossos dados ($E_p > 15$ MeV). Para energias inferiores a 10 MeV ocorre a queda abrupta do cálculo já comentada em outros casos.

O último dos isótopos de Co analisados foi o ^{60}Co . Não foram encontrados dados para esta reação. O resultado dos cálculos neste caso subestima os valores determinados para as seções de choque neste trabalho, mas as diferenças ficam dentro de um fator 2 como em muitos outros casos já analisados. Nenhuma diferença apreciável foi observada entre os modelos utilizados, neste caso.

A mais importante das reações estudadas no Ni, a reação de formação do ^{56}Ni , apresentou um resultado totalmente inconsistente qualitativa e quantitativamente para quase todo o intervalo de energias analisado (Figura 8.16) de maneira bastante similar ao observado na reação do mesmo tipo para formação de ^{44}Ti . Este fato enfatiza os comentários realizados no caso do Ti. O ^{56}Ni é um nuclídeo duplamente mágico, evidenciando as limitações dos modelos neste caso assim como a necessidade de incluir efeitos de camadas e emparelhamento nas massas e nas densidades de níveis utilizados.

Resultados Experimentais da Irradiação de Zr

§ 9.1 DETERMINAÇÃO DAS SEÇÕES DE CHOQUE

Uma irradiação foi realizada numa amostra formada por 4 placas de Zr conforme descrito em §2.2. A irradiação foi realizada com energia nominal de 30 MeV, as placas de Zr foram dispostas de forma a receberem energias no intervalo $5 \leq E_p \leq 30 \text{ MeV}$ conforme mostrado na Figura 2.9. O feixe de prótons foi monitorado colocando duas lâminas de Cu, os valores de energia e corrente do feixe de prótons foram determinados da maneira habitual, os resultados são mostrados na Tabela 9.1. A distribuição de energias para cada uma das placas de Zr foi calculada a partir destes valores, o resultado aparece na Figura 2.9. Nas tabelas de resultados de seções de choque deste capítulo aparecem os valores da energia média dos prótons nas placas de Zr.

IRRADIAÇÃO DE Zr		
Cu (I)	$E_p = 28,7(6) \text{ MeV}$	$It_i = 0,45(4) \mu\text{Ah}$
Cu (II)	$E_p = 21,6(7) \text{ MeV}$	$It_i = 0,427(23) \mu\text{Ah}$

Tabela 9.1 Valores obtidos a partir das duas primeiras lâminas de Cu para a energia e a corrente total integrada do feixe de prótons na irradiação da amostra de Zr.

Os isótopos de interesse neste caso (ver Tabela 2.1) apresentam meia-vida entre 14 h (^{86}Y) e 80 d (^{83}Rb , ^{88}Zr) aproximadamente. Três conjuntos de medidas foram realizados. Os dados obtidos do primeiro conjunto, com tempo de espera menor, foram usados no cálculo das seções de choque da reação $^{90}\text{Zr}(p,n\alpha)^{86}\text{Y}$ por ser o ^{86}Y o nuclídeo de meia-vida mais curta

estudado neste caso. O segundo conjunto de medidas, realizadas com tempo de espera maior, foi utilizado no cálculo das seções de choque de formação do ^{87}Y , estas medidas permitiram um ótimo ajuste das áreas dos picos característicos do referido nuclídeo. O terceiro conjunto teve o maior tempo de espera e foi a base do cálculo das seções de choque de formação de ^{88}Zr e $^{91\text{m}}\text{Nb}$. Como foi comentado na apresentação dos resultados do Ni, a realização de medidas com tempos de espera diferentes permite obter os melhores ajustes das áreas dos picos para cada nuclídeo presente, o tempo de espera necessário para isto depende da quantidade do mesmo que foi formada durante a irradiação e da meia-vida correspondente. Também permite acompanhar a meia-vida dos nuclídeos presentes para determinar sem ambigüidades a origem dos picos encontrados. A continuação são mostrados, nas Tabelas 9.2 à 9.5, os resultados da análise da primeira medida de cada placa e nas Figuras 9.1 à 9.4 os espectros obtidos. Estes dados mostram quais foram os nuclídeos formados durante a irradiação. Como exemplo as Figuras 9.5 e 9.6 mostram o ajuste dos picos de ^{88}Zr encontrados nas duas primeiras

IRRADIAÇÃO DE Zr				$t_e = 103,5\ h$			
Primeira Placa				$t_m = 12\ h$			
Energia (keV)	I (%)	Área ($\times 10^4$)	Origem	Energia (keV)	I (%)	Área ($\times 10^4$)	Origem
132,84(7)	0,165(8) / 4,13(8)	34,7(4)	$^{86}\text{Y} + ^{90}\text{Nb}$	1164,08(4)	1,18(4)	1,14(5)	^{86}Y
141,35(4)	66,7(13)	566,1(5)	^{90}Nb	1200,95(4)	19,8(6)	1,97(5)	^{96}Nb
235,724(13)	24,9(1)	21,6(4)	$^{95\text{m}}\text{Nb}$	1204,39(4)	4,00(1)	2,12(6)	$^{91\text{m}}\text{Nb}$
371,241(22)	1,80(7)	9,7(4)	^{90}Nb	1270,421(25)	1,30(3)	2,61(7)	^{90}Nb
380,824(15)	0,45(3) / 78,05(12)	13,8(4)	$^{86}\text{Y} + ^{87\text{m}}\text{Y}$	1296,725(11)	0,54(3)	7,96(7)	^{86}Y
388,46(4)	84,8(8)	653,3(4)	^{87}Y	1418,353(6)	-	72,75(18)	909 + 511
392,722(4)	97,30(10)	46,26(21)	^{88}Zr	1443,83(5)	-	7,0(4)	934 + 511
443,07(4)	16,9(5)	5,5(3)	^{86}Y	1470,25(6)	0,459(16)	0,74(4)	^{90}Nb
459,95(6)	28,5(8)	2,45(25)	^{96}Nb	1574,54(8)	0,517(16)	0,72(5)	^{90}Nb
484,80(4)	92,2(9)	597,9(4)	^{87}Y	1611,122(17)	2,38(7)	3,64(7)	^{90}Nb
510,93(4)	-	14945,1(16)	e^+ / e^-	1620,526(9)	0,070(7)	7,36(7)	^{89}Zr
569,02(4)	56,8(15)	4,9(3)	^{96}Nb	1656,830(6)	0,099(10)	10,52(6)	^{89}Zr
627,97(3)	32,6(10)	8,2(3)	^{86}Y	1674,19(4)	-	1,50(4)	ES
724,422(19)	44,1(9)	10,8(4)	^{95}Zr	1712,371(2)	0,76(7)	71,61(11)	^{89}Zr
757,037(19)	54,5(2)	13,13(26)	^{95}Zr	1743,883(6)	0,129(10)	11,98(5)	^{89}Zr
766,073(5)	99,79(10)	36,12(26)	^{95}Nb	1807,750(13)	-	12,78(6)	ES
778,178(26)	22,4(6) / 96,88(19)	10,16(21)	$^{86}\text{Y} + ^{96}\text{Nb}$	1815,398(8)	-	33,25(10)	-
827,88(7)	3,30(8) / 1,107(22)	3,8(4)	$^{86}\text{Y} + ^{90}\text{Nb}$	1834,880(7)	99,35(10)	10,92(5)	^{88}Y
850,38(13)	20,6(8)	1,21(18)	^{96}Nb	1841,085(14)	0,689(16)	4,00(3)	^{90}Nb
890,860(23)	1,72(8)	4,82(13)	^{90}Nb	1845,882(9)	0,90(4)	6,36(4)	$^{92\text{m}}\text{Nb}$
898,376(8)	92,7(17)	16,88(19)	^{88}Y	1852,861(23)	17,2(5)	1,873(27)	^{86}Y
909,383(4)	99,01(10)	15846,4(16)	^{89}Zr	1911,591(24)	1,271(25)	1,66(3)	^{90}Nb
934,779(4)	99,0(2)	1210,2(4)	$^{92\text{m}}\text{Nb}$	1918,999(20)	20,8(7)	2,29(3)	^{86}Y
1020,794(9)	-	31,44(13)	-	1982,77(5)	0,681(25)	0,90(4)	^{90}Nb
1050,23(3)	0,213(8)	2,59(6)	^{90}Nb	2053,7(4)	0,115(9)	0,13(4)	^{90}Nb
1077,000(5)	82,5(4)	13,81(8)	^{86}Y	2183,550(4)	18,0(4)	20,06(6)	^{90}Nb
1091,670(23)	48,5(15)	2,69(6)	^{96}Nb	2219,56(3)	0,623(25)	0,946(22)	^{90}Nb
1129,358(4)	92,7(19)	180,10(18)	^{90}Nb	2315,614(2)	82,0(16)	85,90(12)	^{90}Nb
1153,323(19)	30,5(9)	4,69(8)	^{86}Y				

Tabela 9.2 Análise da amostra de Zr. Primeira medida da primeira placa realizada 103,5 h após a irradiação.

placas durante o terceiro conjunto de medidas e usado no cálculo de suas seções de choque. As tabelas com as áreas dos picos encontrados nas duas últimas séries de medidas não são mostradas. Estes dados não aportam nenhuma informação nova com relação aos nuclídeos que foram formados nas placas de Zr durante a irradiação, apenas serviram para confirmar a origem dos picos observados e para a obtenção de ajustes melhores das suas áreas, em alguns casos usadas para o cálculo das seções de choque.

IRRADIAÇÃO DE Zr				$t_e = 72,3 \text{ h}$ $t_m = 12 \text{ h}$			
Segunda Placa							
Energia (keV)	I (%)	Área ($\times 10^4$)	Origem	Energia (keV)	I (%)	Área ($\times 10^4$)	Origem
132,842(4)	4,13(8)	279,9(5)	^{90}Nb	1164,230(24)	-	8,07(17)	ED
141,263(4)	66,7(13)	4499,2(8)	^{90}Nb	1200,587(20)	19,8(6)	4,34(6)	^{96}Nb
235,733(2)	24,9(1)	120,2(4)	$^{95\text{m}}\text{Nb}$	1204,659(17)	4,00(1)	4,88(9)	$^{91\text{m}}\text{Nb}$
241,55(8)	3,96(19)	2,33(24)	^{96}Nb	1270,405(5)	1,30(3)	22,51(11)	^{90}Nb
371,272(3)	1,80(7)	78,4(4)	^{90}Nb	1296,733(3)	-	44,49(11)	ED
380,840(10)	78,05(12)	39,0(4)	$^{87\text{m}}\text{Y}$	1418,419(8)	-	58,76(23)	909 + 511
388,480(4)	84,8(8)	562,6(5)	^{87}Y	1470,214(14)	0,459(16)	5,67(9)	^{90}Nb
460,053(26)	28,5(8)	8,9(3)	^{96}Nb	1574,479(14)	0,517(16)	6,20(9)	^{90}Nb
484,817(4)	92,2(9)	513,4(5)	^{87}Y	1611,154(7)	2,38(7)	29,16(15)	^{90}Nb
510,800(4)	-	12853,8(12)	e^+ / e^-	1620,548(16)	0,070(7)	5,60(12)	^{89}Zr
568,988(22)	56,8(15)	14,8(3)	^{96}Nb	1657,003(9)	0,099(10)	11,47(11)	^{89}Zr
651,882(15)	-	28,7(4)	141 + 511	1674,201(11)	-	12,67(12)	ES
724,52(8)	44,1(9)	6,7(7)	^{95}Zr	1712,445(3)	0,76(7)	51,47(13)	^{89}Zr
757,11(3)	54,5(2)	9,6(3)	^{95}Zr	1743,909(11)	0,129(10)	9,8(3)	^{89}Zr
766,081(4)	99,79(10)	168,9(3)	^{95}Nb	1806,321(11)	-	68,7(5)	ES
778,516(7)	96,88(19)	21,99(24)	^{96}Nb	1815,515(19)	-	10,06(16)	-
828,021(6)	1,107(22)	23,58(20)	^{90}Nb	1834,799(25)	99,35(10)	3,97(10)	^{88}Y
850,30(4)	20,6(8)	4,5(3)	^{96}Nb	1842,068(14)	0,689(16)	8,44(13)	^{90}Nb
890,926(8)	1,72(8)	35,45(27)	^{90}Nb	1846,09(10)	0,90(4)	1,02(8)	$^{92\text{m}}\text{Nb}$
898,56(13)	92,7(17)	8,4(8)	^{88}Y	1911,679(9)	1,271(25)	14,20(15)	^{90}Nb
909,164(2)	99,01(10)	9134,1(10)	^{89}Zr	1982,788(18)	0,681(25)	7,20(13)	^{90}Nb
934,805(4)	99,0(2)	190,30(23)	$^{92\text{m}}\text{Nb}$	1998,41(17)	0,066(8)	0,97(22)	^{90}Nb
1020,808(9)	-	39,65(29)	-	2053,91(11)	0,115(9)	1,44(21)	^{90}Nb
1050,337(28)	0,213(8)	16,7(3)	^{90}Nb	2183,592(2)	18,0(4)	172,22(20)	^{90}Nb
1091,712(9)	48,5(15)	9,13(10)	^{96}Nb	2219,540(13)	0,623(25)	6,17(7)	^{90}Nb
1129,375(2)	92,7(19)	1491,5(5)	^{90}Nb	2315,637(4)	82,0(16)	714,2(3)	^{90}Nb

Tabela 9.3 Análise da amostra de Zr. Primeira medida da segunda placa realizada 72,3 h após a irradiação.

IRRADIAÇÃO DE Zr				$t_e = 48,4 h$			
Terceira Placa				$t_m = 12 h$			
Energia (keV)	I (%)	Área ($\times 10^4$)	Origem	Energia (keV)	I (%)	Área ($\times 10^4$)	Origem
132,804(3)	4,13(8)	461,6(7)	^{90}Nb	934,833(3)	99,0(2)	1391,08(55)	$^{92\text{m}}\text{Nb}$
141,106(2)	66,7(13)	6167,6(10)	^{90}Nb	1020,881(18)	-	21,4(4)	-
219,190(4)	3,76(19)	48,1(3)	^{96}Nb	1051,85(3)	0,213(8)	6,60(14)	^{90}Nb
235,707(3)	24,9(1)	56,36(28)	$^{95\text{m}}\text{Nb}$	1057,8(3)	0,017(5)	0,63(10)	^{90}Nb
241,480(3)	3,96(19)	57,92(28)	^{96}Nb	1091,634(3)	48,5(15)	198,85(21)	^{96}Nb
329,08(7)	0,12(4)	9,6(5)	^{90}Nb	1129,422(3)	92,7(19)	2512,9(6)	^{90}Nb
350,057(10)	1,08(6)	17,0(3)	^{96}Nb	1164,273(7)	-	13,63(11)	ED
352,564(17)	0,87(5)	8,8(3)	^{96}Nb	1200,392(3)	19,8(6)	76,94(22)	^{96}Nb
371,329(2)	1,80(7)	156,0(4)	^{90}Nb	1204,758(28)	4,00(1)	2,44(8)	$^{91\text{m}}\text{Nb}$
434,62(4)	0,48(4)	4,1(3)	^{96}Nb	1270,450(3)	1,30(3)	41,00(15)	^{90}Nb
459,980(3)	28,5(8)	221,03(28)	^{96}Nb	1296,795(2)	-	72,33(15)	ED
480,684(3)	6,20(21)	47,33(23)	^{96}Nb	1444,58(8)	-	2,43(13)	934 + 511
484,99(7)	92,2(9)	1,42(14)	^{87}Y	1470,251(16)	0,459(16)	9,77(14)	^{90}Nb
511,074(2)	-	10589,2(12)	e^+ / e^-	1497,530(10)	2,90(14)	9,59(10)	^{96}Nb
518,710(15)	-	27,5(6)	-	1574,554(16)	0,517(16)	10,48(15)	^{90}Nb
568,992(3)	56,8(15)	366,2(4)	^{96}Nb	1611,212(3)	2,38(7)	48,78(15)	^{90}Nb
591,365(22)	1,06(10)	6,0(3)	^{96}Nb	1657,478(26)	0,099(10)	6,52(17)	^{89}Zr
593,53(4)	0,48(19)	2,38(22)	^{96}Nb	1674,267(14)	-	21,35(24)	ES
651,950(6)	-	45,34(29)	141 + 511	1715,460(12)	0,76(7)	10,36(10)	^{89}Zr
719,671(12)	7,3(3)	35,6(5)	^{96}Nb	1806,605(2)	-	109,73(18)	ES
758,31(3)	54,5(2)	2,1(9)	^{95}Zr	1842,192(12)	0,689(16)	12,99(13)	^{90}Nb
766,102(4)	99,79(10)	30,0(4)	^{95}Nb	1846,130(20)	0,90(4)	6,92(10)	$^{92\text{m}}\text{Nb}$
778,538(3)	96,88(19)	510,3(3)	^{96}Nb	1911,766(7)	1,271(25)	23,15(14)	^{90}Nb
810,643(4)	10,0(5)	53,63(22)	^{96}Nb	1982,922(14)	0,681(25)	13,0(4)	^{90}Nb
812,953(11)	2,9(3)	14,20(15)	^{96}Nb	1998,26(29)	0,066(8)	1,2(3)	^{90}Nb
828,042(3)	1,107(22)	39,95(19)	^{90}Nb	2053,89(9)	0,115(9)	2,49(25)	^{90}Nb
850,247(2)	20,6(8)	106,07(27)	^{96}Nb	2183,685(2)	18,0(4)	284,74(24)	^{90}Nb
890,938(3)	1,72(8)	59,51(21)	^{90}Nb	2219,678(10)	0,623(25)	10,42(10)	^{90}Nb
909,46(4)	99,01(10)	3,21(15)	^{89}Zr	2315,751(3)	82,0(16)	1215,3(4)	^{90}Nb
913,143(6)	1,73(9)	25,97(26)	$^{92\text{m}}\text{Nb}$				

Tabela 9.4 Análise da amostra de Zr. Primeira medida da terceira placa realizada 48,4 h após a irradiação.

Figura 9.3 Espectro da medida da terceira placa de Zr realizada 48,4 h após a irradiação por tempo total de 12 h.

Figura 9.4 Espectro da medida da quarta placa de Zr realizada 36,3 h após a irradiação por tempo total de 12 h.

Figura 9.5 Ajuste dos picos de 388 *keV* e 392 *keV* correspondentes ao ^{87}Y e ^{88}Zr , respectivamente na terceira medida da primeira placa de Zr realizada 20,1 *d* após a irradiação por tempo total de 12 *h*.

Figura 9.6 Ajuste do pico de 392 *keV* correspondente ao ^{88}Zr na terceira medida da segunda placa de Zr realizada 18,2 *d* após a irradiação por tempo total de 12 *h*.

A continuação são mostrados nas Tabelas 9.6 à 9.9 os resultados dos cálculos das funções de excitação para formação de $^{86,87}\text{Y}$, ^{88}Zr e $^{91\text{m}}\text{Nb}$.

IRRADIAÇÃO DE Zr					
PRODUTO: ^{86}Y		REAÇÃO: $^{90}\text{Zr}(p,n\alpha)^{86}\text{Y}$			
Placa	t_e (d)	t_m (h)	Área ($\times 10^4$)	Ep (MeV)	σ_{tot} (mb)
1	4,4	12	13,81(8)	27,1(6)	9,0(8)

Tabela 9.6 Seção de choque da reação $^{90}\text{Zr}(p,n\alpha)^{86}\text{Y}$ a energia $E_p = 27,1(6) \text{ MeV}$.

IRRADIAÇÃO DE Zr					
PRODUTO: ^{87}Y			REAÇÃO: $^{90}\text{Zr}(p,\alpha)^{87}\text{Y}$		
Placa	$t_e (d)$	$t_m (h)$	Área ($\times 10^4$)	$Ep (MeV)$	$\sigma_{tot} (mb)$
1	11,2	12	151,21(24)	27,1(6)	19,5(16)
2	10,1	12	117,15(18)	19,6(8)	12,8(7)
3	9,3	12	0,29(3)	8,4(16)	0,027(4)

Tabela 9.7 Função de excitação para a reação $^{90}\text{Zr}(p,\alpha)^{87}\text{Y}$.

IRRADIAÇÃO DE Zr					
PRODUTO: ^{88}Zr			REAÇÃO: $^{90}\text{Zr}(p,^3\text{H})^{88}\text{Zr}$		
Placa	$t_e (d)$	$t_m (h)$	Área ($\times 10^4$)	$Ep (MeV)$	$\sigma_{tot} (mb)$
1	20,1	12	39,13(9)	27,1(6)	11,6(9)
2	18,2	12	0,58(4)	19,6(8)	0,181(16)

Tabela 9.8 Função de excitação para a reação $^{90}\text{Zr}(p,^3\text{H})^{88}\text{Zr}$.

IRRADIAÇÃO DE Zr					
PRODUTO: ^{91m}Nb			REAÇÃO: $^{91}\text{Zr}(p,n)^{91m}\text{Nb}$		
Placa	$t_e (d)$	$t_m (h)$	Área ($\times 10^3$)	$Ep (MeV)$	$\sigma_{tot} (mb)$
1	20,1	12	10,84(15)	27,1(6)	71(6)
2	18,2	12	31,62(24)	19,6(8)	215(12)
3	16,0	12	12,43(15)	8,4(16)	82(5)
4	15,1	12	0,629(28)	2,9(19)	4,1(3)

Tabela 9.9 Função de excitação para a reação $^{91}\text{Zr}(p,n)^{91m}\text{Nb}$.

§ 9.2 ANÁLISE DOS RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Com o aumento do Z do alvo, o estudo das reações induzidas por próton com emissão de partículas carregadas mais pesadas que o próton adquire uma dificuldade crescente para baixas energias devido ao aumento da barreira coulombiana. O alvo mais pesado estudado neste trabalho foi o Zr, a intenção é tentar estabelecer os limites de aplicação do nosso método no caso de núcleos de massa média.

Considerando os 5 isótopos estáveis do Zr, existem três reações que resultam em núclídeos radioativos emissores de raios γ . As duas primeiras são as reações $^{90}\text{Zr}(p,2\alpha)^{83}\text{Rb}$ ($Q = -7,256 \text{ MeV}$) e $^{91}\text{Zr}(p,2\alpha)^{84}\text{Rb}$ ($Q = -5,702 \text{ MeV}$) cujos produtos possuem meia-vida de 86,2(1) d e 32,87(11) d, respectivamente. O valor relativamente baixo do limiar destas reações (ver Tabela 2.1) junto com o valor suficientemente elevado da meia-vida dos produtos sugerem a possibilidade de ocorrência da reação em escala de medida possível. A terceira é a

reação $^{90}\text{Zr}(p,2\alpha)^{89}\text{Rb}$ ($Q = -1,291 \text{ MeV}$), cuja possibilidade de medida descartamos pela meia-vida curta do produto ($T_{1/2} = 15,2(1) \text{ m}$) e porque o alvo ^{90}Zr constitui 2,80(1)% do Zr natural utilizado neste trabalho.

Entre os núclídeos detectados na amostra de Zr (Tabelas 9.2 à 9.5), mesmo naquelas medidas realizadas nas placas de Zr com tempo de espera grande (esses dados não foram mostrados aqui por não terem acrescentado nenhuma informação nova) não foi possível a detecção dos isótopos anteriormente mencionados provenientes de reações $(p,2\alpha)$. Entre os produtos detectados encontramos vários isótopos do Nb formados por reações do tipo (p,n) e $(p,2n)$ de valores elevados da seção de choque, assim como os produtos de interesse $^{86,87}\text{Y}$. Para estes últimos foi determinada a seção de choque, assim como para o $^{91\text{m}}\text{Nb}$, os dados são mostrados nas Figuras 9.7, 9.8 e 9.10, respectivamente.

Figura 9.7 Função de excitação para a reação $^{90}\text{Zr}(p,n\alpha)^{86}\text{Y}$.

No caso dos isótopos do Y, a comparação com outros dados se faz difícil pelo fato de existir apenas uma publicação que não cobre todo o intervalo de energias possíveis. Comparando com este único conjunto de dados, nossos resultados não ficaram consistentes, obtendo um valor menor no caso da reação de formação do ^{86}Y e maior para formação de ^{87}Y . Neste segundo caso, nosso resultado constitui a primeira informação com relação a esta reação para energias abaixo de 18 MeV . Uma situação similar aconteceu no caso da formação de

^{91}mNb , para o qual temos uma situação um pouco mais favorável quanto à disponibilidade de dados.

Figura 9.8 Função de excitação para a reação $^{90}\text{Zr}(p,\alpha)^{87}\text{Y}$.

Figura 9.9 Função de excitação para a reação $\text{Zr}(p,X)^{88}\text{Zr}$.

Na Figura 9.9 é mostrado o resultado para a formação de ^{88}Zr , o mais interessante obtido a partir do Zr. Neste caso trata-se de uma reação rara de interesse astrofísico do tipo $(p,^3\text{H})$. Como podemos ver na figura, nosso resultado ficou totalmente compatível com o único conjunto de dados achado. Estes dados publicados em [Mi97] apresentam a função de excitação para formação de ^{88}Zr num amplo intervalo energético com bastante detalhe.

Figura 9.10 Função de excitação para a reação $\text{Zr}(p,X)^{91m}\text{Nb}$.

A impossibilidade de detecção de ^{54}Mn proveniente da reação $^{61}\text{Ni}(p,2\alpha)^{54}\text{Mn}$ assim como dos isótopos mencionados do Rb provenientes de reações $(p,2\alpha)$ no Zr apesar dos cuidados tomados, nos leva a considerar como um limite a região do Zn com $Z=30$, não irradiado neste trabalho, e onde as reações $^{64}\text{Zn}(p,2\alpha)^{57}\text{Co}$ ($Q = -4,221 \text{ MeV}$) e $^{67}\text{Zn}(p,2\alpha)^{60}\text{Co}$ ($Q = -3,794 \text{ MeV}$) poderiam ser estudadas desde que procedimentos especiais sejam tomados a fim de evitar a contaminação da amostra com Fe como foi o caso da maioria das irradiações realizadas neste trabalho, embora tenhamos dúvidas.

§ 9.3 ANÁLISE DOS RESULTADOS TEÓRICOS

Os resultados do Zr tiveram um comportamento marcadamente diferente do observado em geral para os outros alvos. De maneira similar ao Ti e ao Ni, o Zr possui 5 isótopos estáveis,

mas os valores das massas destes isótopos assim como as abundâncias isotópicas permitem neste caso uma análise menos ambígua.

Os produtos analisados a partir do Zr compreenderam a formação de $^{86,87}\text{Y}$, ^{88}Zr e $^{91\text{m}}\text{Nb}$. Os resultados para a formação de ^{86}Y e ^{87}Y são mostrados nas Figuras 9.7 e 9.8, respectivamente. As reações neste caso são, principalmente $^{90}\text{Zr}(p,n\alpha)^{86}\text{Y}$ e $^{90}\text{Zr}(p,\alpha)^{87}\text{Y}$. Uma contribuição muito reduzida pode ser esperada neste caso de reações $(p,2n\alpha)$ ou $(p,n\alpha)$ a partir do ^{91}Zr , mas que não pode ser descartada, principalmente no caso da formação do ^{87}Y . Os resultados dos cálculos, como pode ser visto na figura, foram bastante subestimados pelos dois métodos, com uma leve melhoria por parte do modelo de NC sem emissão de PE, permitindo uma boa descrição qualitativa da função de excitação apenas no caso do ^{86}Y .

O resultado mais surpreendente foi o exibido pelo modelo híbrido na formação de ^{88}Zr (Figura 9.9). Para energias acima de 28 MeV, o resultado dos cálculos ficou consistente com os dados experimentais. O modelo de NC sem emissões de PE superestimou a função de excitação por um fator 1,4. A reação que mais contribui neste caso é a $(p,^3\text{H})$, mas o resultado sugere que nas energias mais altas analisadas, emissões de PE de prótons e nêutrons podem desempenhar um papel que não devemos negligenciar, a diferença dos casos estudados de ocorrência desta reação com alvos mais leves como Ti e Ni.

Finalmente, uma tentativa de análise dos mecanismos da reação foi realizada na formação de $^{91\text{m}}\text{Nb}$. Conforme comentado anteriormente, nenhum dos modelos considera a formação de isótopos metaestáveis, portanto o cálculo realizado refere-se à formação de ^{91}Nb . A comparação deste cálculo com os dados existentes para energias inferiores a 45 MeV é mostrada na Figura 9.10. Neste caso vemos que ambos modelos superestimam o resultado experimental como era esperado, mas conseguem uma razoável descrição qualitativa da forma da função de excitação. Para energias de aproximadamente 5 MeV pode ser observada uma das estruturas numéricas já comentadas que não derivam de nenhum efeito físico real. Por último devemos ressaltar que as condições em que as nossas medidas foram feitas podem ter induzido erros experimentais maiores do que os mostrados na figura, portanto a consistência do cálculo com os nossos dados pode ser casual enquanto ao valor absoluto da seção de choque em cada caso, mas não enquanto ao comportamento qualitativo.

Fundo Radioativo e Impurezas

§ 10.1 ANÁLISE DE IMPUREZAS

A análise das possíveis impurezas nas amostras irradiadas é uma questão de vital importância na interpretação dos resultados apresentados, uma vez que a existência ou não de contaminações não é conhecida a priori e que nas situações analisadas, seções de choque da ordem de $10 \mu b$ em núclídeos presentes na proporção de 10%, impurezas com seções de choque da ordem de $1 b$, se presentes na proporção de ppm^d , interferem de maneira considerável.

Em algumas situações a pequena quantidade dos produtos de interesse formada faz com que não possamos criar uma idéia clara de quais são realmente as reações que estão originando os núclídeos detectados. O mais importante ao realizar esta análise é a identificação rigorosa dos produtos das reações para podermos formar um quadro bastante completo dos processos nucleares ocorridos na amostra. Para isso em todos os casos várias medidas foram realizadas, permitindo o acompanhamento da meia-vida dos produtos e facilitando a identificação dos mesmos. Todos estes dados não foram mostrados neste trabalho, em alguns casos a informação extraída destas medidas apenas serviu para confirmar a identificação dos elementos que são mostrados nas tabelas de ajuste dos picos nos Capítulos 3 ao 9. Como pode ser visto nestas tabelas, a presença de contaminações em maior ou menor escala pode ser observada em todas as irradiações. Na Tabela 10.1 são apresentados os principais núclídeos formados nas irradiações assim como as possíveis reações que lhes deram origem.

^d partes por milhão.

Nuclídeos				Formados			
Nuclídeo Detectado	Alvo	Possível Reação	Q (MeV)	Nuclídeo Detectado	Alvo	Possível Reação	Q (MeV)
^7Be	^{27}Al	(p, ^{21}Ne)	-19,946	^{55}Co	^{56}Fe	(p,2n)	-15,431
^{22}Na	^{25}Mg	(p, α)	-3,142	^{56}Co	^{56}Fe	(p,n)	-5,348
	^{26}Mg	(p,n α)	-14,235		^{57}Fe	(p,2n)	-12,994
	^{29}Si	(p,2 α)	-14,269	^{57}Co	^{57}Fe	(p,n)	-1,618
^{26}Al	^{25}Mg	(p, γ)	6,307		^{58}Fe	(p,2n)	-11,662
	^{26}Mg	(p,n)	-4,786	^{58}Co	^{57}Fe	(p, γ)	6,954
	^{27}Al	(p,pn)	-13,058		^{58}Fe	(p,n)	-3,090
	^{29}Si	(p, α)	-4,821		^{60}Ni	(p, ^3He)	-12,269
^{43}Sc	^{46}Ti	(p, α)	-3,073		^{61}Ni	(p, α)	0,489
	^{47}Ti	(p,n α)	-11,950		^{62}Ni	(p,n α)	-10,109
^{44}Sc	^{46}Ti	(p, ^3He)	-13,952	^{60}Co	^{61}Ni	(p,2p)	-9,862
	^{47}Ti	(p,2pn)	-21,670		^{62}Ni	(p, ^3He)	-12,741
	^{48}Ti	(p, α)	-2,251		^{62}Ni	(p,2pn)	-20,459
$^{44\text{m}}\text{Sc}$	^{46}Ti	(p, α)	-5,807	^{56}Ni	^{58}Ni	(p, ^3H)	-13,984
	^{46}Ti	(p, ^3He)	-14,223		^{58}Ni	(p,p2n)	-22,465
	^{47}Ti	(p,2pn)	-21,941	^{57}Ni	^{58}Ni	(p,pn)	-12,219
	^{48}Ti	(p, α)	-2,522	^{62}Zn	^{63}Cu	(p,2n)	-13,265
^{46}Sc	^{47}Ti	(p, α)	-6,078		^{64}Zn	(p, ^3H)	-12,493
	^{47}Ti	(p,2p)	-10,462		^{64}Zn	(p,p2n)	-20,975
	^{48}Ti	(p, ^3He)	-14,371	^{65}Zn	^{66}Zn	(p,pn)	-11,059
	^{49}Ti	(p,2pn)	-22,089		^{67}Zn	(p, ^3H)	-9,630
	^{50}Ti	(p, α)	-1,935	^{67}Ga	^{67}Zn	(p,p2n)	-18,111
^{47}Sc	^{50}Ti	(p,n α)	-12,874		^{68}Zn	(p,n)	-1,576
	^{53}Cr	(p,2 α)	-11,083	^{86}Y	^{90}Zr	(p,2n)	-11,774
	^{48}Ti	(p,2p)	-11,446		^{90}Zr	(p, α n)	-12,694
	^{49}Ti	(p, ^3He)	-11,870	^{87}Y	^{90}Zr	(p, α)	-0,887
^{48}Sc	^{50}Ti	(p,2pn)	-19,588		^{90}Zr	(p, α)	-1,271
	^{50}Ti	(p, α)	-2,231	^{88}Y	^{90}Zr	(p, ^3He)	-12,113
	^{49}Ti	(p,2p)	-11,355		^{90}Zr	(p,2pn)	-19,831
^{44}Ti	^{50}Ti	(p, ^3He)	-14,576		^{91}Zr	(p, α)	1,270
	^{46}Ti	(p,2pn)	-22,294	^{88}Zr	^{92}Zr	(p,n α)	-7,365
	^{46}Ti	(p, ^3H)	-14,238		^{90}Zr	(p, ^3H)	-12,805
^{45}Ti	^{46}Ti	(p,p2n)	-22,720	^{89}Zr	^{90}Zr	(p,p2n)	-21,287
	^{46}Ti	(p,pn)	-13,190		^{90}Zr	(p,pn)	-11,970
	^{47}Ti	(p, ^3H)	-13,586	^{95}Zr	^{96}Zr	(p,pn)	-7,854
^{47}V	^{47}Ti	(p,p2n)	-22,067		^{90}Nb	(p,n)	-6,893
	^{48}Ti	(p,n)	-3,709	^{90}Nb	^{91}Zr	(p,2n)	-14,088
^{48}V	^{48}Ti	(p,2n)	-15,336		^{91}Zr	(p, γ)	5,057
	^{49}Ti	(p,n)	-4,795	$^{91\text{m}}\text{Nb}$	^{91}Zr	(p,n)	-2,137
^{51}Cr	^{49}Ti	(p,2n)	-12,937		^{92}Zr	(p,n)	-10,772
	^{52}Cr	(p,pn)	-12,038	$^{92\text{m}}\text{Nb}$	^{91}Zr	(p, γ)	5,713
	^{53}Cr	(p, ^3H)	-11,497		^{92}Zr	(p,n)	-2,922
	^{53}Cr	(p,p2n)	-19,977	^{95}Nb	^{94}Zr	(p, γ)	6,805
^{52}Mn	^{52}Cr	(p,n)	-5,494		^{96}Zr	(p,2n)	-7,512
	^{53}Cr	(p,2n)	-13,433	$^{95\text{m}}\text{Nb}$	^{94}Zr	(p, γ)	6,570
	^{54}Fe	(p, ^3He)	-13,190		^{96}Zr	(p,2n)	-7,747
	^{56}Fe	(p,2pn)	-20,908	^{96}Nb	^{96}Zr	(p,n)	-0,619
	^{56}Fe	(p,n α)	-13,107				
^{54}Mn	^{53}Cr	(p, γ)	7,560				
	^{54}Cr	(p,n)	-2,159				
	^{56}Fe	(p, ^3He)	-12,692				
	^{56}Fe	(p,2pn)	-20,410				
	^{57}Fe	(p, α)	0,240				

Tabela 10.1 Valores do Q para as possíveis reações formadoras dos nuclídeos detectados nos espectros.

A impureza que com maior frequência foi encontrada nas amostras foi o Fe, compatível com eventuais procedimentos mecânicos na preparação das amostras. As outras impurezas aparecem bem menos, em geral numa proporção de algumas *ppb*^e ou menos. A partir das análises realizadas, a presença de impurezas nas diversas placas componentes da maioria das amostras teve seu comportamento interpretado no limite do possível, uma vez que a adição destas impurezas no procedimento de preparação das amostras é de difícil determinação.

No caso específico das irradiações do Si, um dos possíveis contaminantes que poderiam prejudicar os resultados das irradiações é o ²³Na. Este isótopo possui um valor elevado da seção de choque para captura de nêutrons, da ordem de 0,5 *b*, desta forma é possível através da detecção do ²⁴Na, que possui uma linha em 1368 *keV* ($T_{1/2} = 14,659(4) h$), fazer uma quantificação do número de átomos de ²³Na contido nas amostras de Si.

Foi feita uma irradiação de uma massa de Si de 114(1) *mg* no reator do IPEN com um fluxo de nêutrons $\phi = 10^{13}$ *nêutrons/cm² s*. A amostra foi irradiada por 2 horas.

O cálculo do número de átomos de ²³Na foi feito utilizando-se a expressão:

$$n_{23Na} = \left(\frac{dN}{dt} \right)_{24Na} \frac{\tau_{24Na}}{\sigma_{23Na} \phi t} \quad (10.1)$$

onde $\left(\frac{dN}{dt} \right)_{24Na}$ é a atividade de ²⁴Na produzida devidamente corrigida para o dia da irradiação e pela eficiência, τ_{24Na} é a vida-média do ²⁴Na, σ_{23Na} é a seção de choque para captura de nêutrons do ²³Na, ϕ é o fluxo de nêutrons do reator e t é o tempo de irradiação.

Como a meia-vida do ²⁴Na é comparável ao tempo de medida, a expressão (10.1) deve ser devidamente integrada no tempo de medida.

A medida da amostra foi feita após 31 *h* do término da irradiação em decorrência de sua alta atividade. O tempo total de medição foi de 24 *h*.

A razão entre o número de átomos de ²³Na presentes na amostra e o número de átomos de Si foi

$$\frac{n_{23Na}}{n_{Si}} = 0,57(6) \times 10^{-12}$$

^e partes por bilhão.

Ou seja, pode-se desprezar a quantidade de ^{22}Na proveniente de ^{23}Na contido nas placas de Si como impureza. Este resultado foi enviado para o Laboratório de Microeletrônica da Escola Politécnica, uma vez que os pesquisadores que forneceram as amostras de Si têm interesse neste dado.

§ 10.2 ANÁLISE DO FUNDO RADIOATIVO

A medida de núclídeos que são formados por reações raras do tipo $(p, 2\alpha)$ e $(p, ^3\text{H})$, assim como a determinação de outros com meia-vida longa, como o ^{26}Al e o ^{44}Ti , além de um estudo da interferência de possíveis impurezas, requerem uma análise detalhada da contribuição do fundo radioativo nas áreas dos picos analisados.

Ao longo deste trabalho foi adotado como procedimento padrão a realização de medidas do fundo radioativo para cada conjunto de medidas das amostras. Na comparação da análise destas medidas de fundo pode ser constatado que enquanto algumas linhas aparecem com atividades aproximadamente constantes, outras apresentam variações consideráveis nas atividades entre uma medida e outra. Assim, enquanto a quantidade de ^{40}K encontrada não apresenta grandes mudanças, notáveis variações na presença de ^{214}Bi são observadas. O ^{214}Bi é formado em cadeias de desintegrações sucessivas. Uma destas cadeias é originada no ^{222}Rn , cuja concentração no ar pode variar dependendo das condições de circulação do ar durante as medidas.

A continuação são mostrados na Tabela 10.2 os resultados do ajuste dos picos achados em duas medidas do fundo radioativo realizadas em momentos diferentes. A primeira destas medidas foi realizada quase no começo deste trabalho, o tempo de medida foi de 60 h. A segunda medida foi realizada no final do trabalho durante um tempo total de 80 h, a diferença de tempo entre as duas medidas foi de aproximadamente 4 anos. Ambas medidas foram realizadas com o detector e a blindagem de 10 cm de Pb utilizados nas medidas das amostras, mas foram efetuadas em salas de medidas diferentes do laboratório. Estas medidas constituem um bom exemplo da importância da análise do fundo como veremos.

Fundo Radioativo							
Primeira Medida $t_m = 60 h$				Segunda Medida $t_m = 80 h$			
Energia (keV)	I (%)	Cph	Origem	Energia (keV)	I (%)	Cph	Origem
186,07(3)	3,28(7) / 53(7)	10,8(8)	$^{226}\text{Ra} + ^{235}\text{U}$	186,009(24)	3,28(7) / 53(7)	19,9(9)	$^{226}\text{Ra} + ^{235}\text{U}$
239,05(6)	43,6(11)	4,3(6)	^{212}Pb	238,71(3)	43,6(11)	17,0(9)	^{212}Pb
242,24(9)	7,46(15)	2,9(5)	^{214}Pb	242,12(4)	7,46(15)	11,8(8)	^{214}Pb
295,42(6)	19,2(4)	3,3(5)	^{214}Pb	295,227(19)	19,2(4)	27,1(10)	^{214}Pb
352,25(3)	37,1(7)	8,2(6)	^{214}Pb	338,22(13)	12,4(23)	3,0(7)	^{228}Ac
511,186(29)	-	38,2(10)	e^+ / e^-	351,789(13)	37,1(7)	44,8(11)	^{214}Pb
583,51(17)	86(3)	2,2(5)	^{208}Tl	510,721(18)	-	91,9(15)	e^+ / e^-
609,48(5)	46,1(8)	4,9(5)	^{214}Bi	582,95(6)	86(3)	5,9(5)	^{208}Tl
910,96(27)	29(3)	1,7(4)	^{228}Ac	609,07(16)	46,1(8)	39,4(10)	^{214}Bi
1120,36(13)	15,0(3)	1,3(3)	^{214}Bi	767,97(11)	4,88(10)	4,1(5)	^{214}Bi
1173,38(13)	99,90(2)	1,5(3)	^{60}Co	802,88(7)	1,23(3)	4,5(5)	^{214}Bi
1332,51(15)	99,9824(5)	1,9(3)	^{60}Co	911,11(7)	29(3)	5,1(5)	^{228}Ac
1460,91(5)	10,67(10)	6,2(4)	^{40}K	933,92(15)	3,16(6)	1,7(4)	^{214}Bi
1592,85(18)	-	1,00(22)	ED	968,80(9)	5,8(5)	2,9(4)	^{228}Ac
1764,92(14)	15,9(3)	1,5(3)	^{214}Bi	1120,17(5)	15,0(3)	10,2(6)	^{214}Bi
2616,01(8)	99,79(10)	4,0(3)	^{208}Tl	1173,11(10)	99,90(2)	3,9(4)	^{60}Co
				1238,10(11)	5,92(12)	3,4(4)	^{214}Bi
				1332,33(9)	99,9824(5)	4,3(4)	^{60}Co
				1377,60(17)	4,02(9)	2,6(4)	^{214}Bi
				1407,90(13)	2,48(5)	2,0(3)	^{214}Bi
				1460,78(3)	10,67(10)	15,5(6)	^{40}K
				1729,47(22)	3,05(6)	2,3(3)	^{214}Bi
				1764,63(6)	15,9(3)	8,6(5)	^{214}Bi
				2204,04(15)	4,99(10)	2,7(3)	^{214}Bi
				2614,60(5)	99,79(10)	13,7(6)	^{208}Tl

Tabela 10.2 Medidas do fundo radioativo realizadas em diferentes momentos com o mesmo sistema de aquisição.

Da tabela anterior podemos notar que a mudança de local em que as medidas foram realizadas provocou uma mudança nas taxas de contagens de todos os núclídeos. No caso do ^{40}K notamos que a taxa de contagem na segunda medida foi maior por um fator 2,5 aproximadamente. No caso do ^{208}Tl , um produto da cadeia do Th, a razão foi de 3,0 aproximadamente, ou seja, compatível com o ^{40}K . Já no caso do ^{214}Bi , produto da cadeia do U, a razão entre os resultados das duas medidas foi de 7,4 vezes aproximadamente, incompatível com as do ^{40}K e ^{208}Tl . Ao calcularmos a razão entre as atividades do ^{214}Bi e o ^{40}K , notamos que na primeira medida $^{214}\text{Bi}(1120 \text{ keV}) / ^{40}\text{K}(1460 \text{ keV}) = 0,21(5)$ enquanto na segunda $^{214}\text{Bi}(1120 \text{ keV}) / ^{40}\text{K}(1460 \text{ keV}) = 0,41(3)$. Desta maneira podemos concluir que além da mudança ocorrida no fundo radioativo devido à mudança do local de realização das medidas, uma grande flutuação ocorreu na presença do ^{214}Bi no fundo, além da esperada. A consideração destas mudanças é muito importante, neste exemplo específico a linha de 1120 keV do ^{214}Bi poderia dificultar a interpretação dos resultados da formação de ^{46}Sc a partir do ^{53}Cr pela reação rara ($p, 2\alpha$).

Uma situação interessante foi encontrada na medida com tempo de espera de aproximadamente 3,3 a da amostra de Al. Neste caso foi detectada a presença de ^{207}Bi . Este

nuclídeo que poderia pertencer ao fundo radioativo, formado em reações a partir de raios cósmicos no Pb utilizado na blindagem, teve a sua origem interpretada a partir de impurezas na própria amostra de Al. Os motivos para esta interpretação estão na ausência deste nuclídeo em todas as medidas de fundo realizadas ao longo deste trabalho. Na Figura 10.1 é mostrada a região de 569 keV do espectro nas duas medidas do fundo radiativo discutidas anteriormente (Tabela 10.2) evidenciando a ausência de picos nesta região do espectro.

a)

b)

Figura 10.1 Região de 569 keV nos espectros das medidas de fundo mostradas na Tabela 10.1 realizadas durante a) 60 h , b) 80 h , em momentos diferentes deste trabalho, evidenciando a ausência de picos na região.

Conclusões e Perspectivas

Embora uma análise teórica mais aprofundada não se constituísse em objetivo deste trabalho, cálculos teóricos utilizando modelo fenomenológico conhecido foram efetuados e resultados foram comparados com dados experimentais conhecidos e obtidos no presente trabalho.

São relatados neste trabalho um total de 72 valores de seção de choque para várias reações nucleares induzidas por prótons com energias entre 5 e 30 *MeV*. Desse total, 21 dados são apresentados pela primeira vez ou foram determinados pela primeira vez pelo método proposto ou nas energias estudadas. Estes resultados aparecem resumidos na Tabela 11.1.

Os dados obtidos contribuíram para completar informações existentes nas funções de excitação das reações estudadas em alguns intervalos energéticos, em particular nas energias próximas do limiar. A comparação dos nossos resultados com os dados existentes, obtidos por métodos diferentes, mostraram-se em geral consistentes. As diferenças encontradas foram discutidas em cada caso e ocorreram principalmente pela presença de impurezas acrescentadas acidentalmente às amostras no processo de preparação ou de irradiação. *

De maneira geral o método mostrou-se apropriado para o estudo de reações induzidas por prótons a baixas energias em alvos que abrangem uma ampla variedade de casos: $24 \leq A \leq 96$.

Uma importante contribuição para o método utilizado na determinação das atividades extremamente fracas de alguns núclídeos foi o limite estabelecido na detecção. Dependendo da região do espectro foram observados picos de até 1,5 *cph*. A modo de estimativa, o valor mencionado do limite de detecção corresponde a uma seção de choque que poderíamos determinar num caso hipotético, em que queremos estudar, por exemplo, alguma reação $Ti(p,X)$, numa amostra de 50 μm de espessura, irradiada com uma corrente total integrada de 10 μAh , na qual queremos determinar a seção de choque de formação de um produto que possui uma meia-vida $T_{1/2} \sim 1$ a e decai com probabilidade de emissão de 100% e energia

$E\gamma \sim 1200 \text{ keV}$. Se ao realizar a medida com tempo de espera comparável a uma meia-vida observamos no espectro o pico de interesse com área correspondente a 1 *cph*, o valor da seção de choque, que poderia ser considerado o limite inferior do nosso método, seria da ordem de 5 μb . Na prática, várias dificuldades podem impedir estudos neste tipo de caso extremo, mas em condições especialmente favorecidas, este limite pode ser atingido.

Alvo	Produto	Reação	$\sigma_{\text{tot}} \text{ (mb)}$	$E_p \text{ (MeV)}$	Alvo	Produto	Reação	$\sigma_{\text{tot}} \text{ (mb)}$	$E_p \text{ (MeV)}$
^{27}Al	^7Be	(p,X)	$0,199(12) \times 10^{-3}$	21,6(11)	Ni	^{56}Co	(p,X)	0,073(6)	18,4(9)
^{27}Al	^{22}Na	(p,X)	$120(15)^{\dagger}$	21,6(11)				0,273(17)	19,2(8)
^{27}Al	^{26}Al	(p,pn)	96(13)	21,6(11)				26,1(24)	27,3(6)
Si	^{22}Na	(p,X)	$4,9(6) \times 10^{-3}$	15,0(7)	Ni	^{57}Co	(p,X)	0,038(4)	2,1(20)
			$0,37(9) \times 10^{-3}$	15,1(5)				0,045(5)	4,7(18)
			$1,33(14) \times 10^{-3}$	16,8(5)				0,52(4)	8,1(16)
			$10,4(8) \times 10^{-3}$	17,6(6)				2,08(15)	9,5(15)
			$1,4(4) \times 10^{-3}$	19,1(5)				240(18)	18,4(9)
			$10,0(6) \times 10^{-3}$	19,3(4)				264(19)	19,2(8)
			$20,2(13) \times 10^{-3}$	20,5(5)				272(27)	27,3(6)
Si	^{26}Al	(p,X)	$15,6(20)^{\ddagger}$	$E_p \leq 20,5(4)$	Ni	^{58}Co	(p,X)	0,493(29)	2,1(20)
			$50(6)^{\ddagger}$	$E_p \leq 22,5(4)$				0,51(3)	4,7(18)
Mg	^{22}Na	(p,X)	4,4(5)	22,3(3)				0,61(4)	8,1(16)
Ti	^{43}Sc	(p,X)	1,360(13)	21,3(4)				0,77(5)	9,5(15)
Ti	^{44}Sc	(p,X)	0,95(4)	21,3(4)				1,43(8)	18,4(9)
Ti	$^{44\text{m}}\text{Sc}$	(p,X)	1,05(5)	21,3(4)				1,161(9)	19,2(8)
Ti	^{46}Sc	(p,X)	1,19(6)	13,0(10)				6,8(6)	27,3(6)
			2,19(12)	16,0(8)	Ni	^{60}Co	(p,X)	0,65(8)	18,4(9)
			3,08(18)	18,7(7)				0,56(7)	19,2(8)
			4,78(26)	21,1(7)				1,7(3)	27,3(6)
			6,4(3)	21,3(4)	^{58}Ni	^{56}Ni	(p, ^3H)	0,040(3)	18,4(9)
			6,0(4)	24,2(6)				0,141(10)	19,2(8)
			4,9(4)	26,4(6)				1,47(14)	27,3(6)
			5,7(4)	28,6(5)	^{90}Zr	^{86}Y	(p,n α)	9,0(8)	27,1(6)
					^{90}Zr	^{87}Y	(p, α)	0,027(4)	8,4(16)
Ti	^{47}Sc	(p,X)	3,74(21)	21,3(4)				12,8(7)	19,6(8)
Ti	^{48}Sc	(p,X)	0,540(26)	21,3(4)				19,5(16)	27,1(6)
^{46}Ti	^{44}Ti	(p, ^3H)	0,12(4)	21,3(4)	^{90}Zr	^{88}Zr	(p, ^3H)	0,181(16)	19,6(8)
			0,13(3)	26,4(6)				11,6(9)	27,1(6)
			0,30(4)	28,6(5)	^{91}Zr	$^{91\text{m}}\text{Nb}$	(p,n)	4,1(3)	2,9(19)
^{52}Cr	^{48}V	(p,n α)	0,78(8)	18,1(5)				82(5)	8,4(16)
			1,24(13)	18,3(6)				215(12)	19,6(8)
^{53}Cr	^{46}Sc	(p,2 α)	$6,04(8) \times 10^{-3}$	18,1(5)				71(6)	27,1(6)
			$21,9(19) \times 10^{-3}$	18,3(6)					
Ni	^{55}Co	(p,X)	0,223(13)	8,1(16)					
			2,18(13)	9,5(15)					
			29,6(17)	18,4(9)					
			27,2(16)	19,2(8)					
			4,1(4)	27,3(6)					

[†] Conforme discutido em §4.2 este resultado não se corresponde com a realidade, foi colocado nesta tabela por completudeza.

[‡] Valor da seção de choque para amostra espessa.

Tabela 11.1 Resumo das funções de excitação e seções de choque determinadas neste trabalho.

A disponibilidade de máquinas que atingem energias dos prótons incidentes de aproximadamente 30 MeV na realização deste tipo de trabalho permitiu o estudo de reações cujos valores da seção de choque se situam no entorno de 10 μb . Entre estas reações as mais interessantes são as do tipo (p,2 α) e (p, 3H) mostradas na Tabela 11.2.

Reação	Q (MeV)
$^{29}\text{Si}(p,2\alpha)^{22}\text{Na}$	-14,274
$^{46}\text{Ti}(p,^3\text{H})^{44}\text{Ti}$	-14,238
$^{53}\text{Cr}(p,2\alpha)^{46}\text{Sc}$	-11,083
$^{58}\text{Ni}(p,^3\text{H})^{56}\text{Ni}$	-13,984
$^{90}\text{Zr}(p,^3\text{H})^{88}\text{Zr}$	-12,805

Tabela 11.2 Principais reações do tipo (p,2 α) e (p, 3H) estudadas neste trabalho.

No caso das reações mais raras, as possibilidades de medida estão relacionadas às características do nuclídeo final, desde que as emissões gama características forneçam indicações claras da formação do mesmo. Neste caso, a seção de choque poderá ser determinada com maior ou menor precisão dependendo de um conjunto de fatores, que incluem, entre outros, o planejamento adequado da experiência (escolha otimizada dos tempos de irradiação, espera, medida, etc.), presença de impurezas, formação de outros nuclídeos que não os de interesse, com atividades maiores e valores da meia-vida comparáveis aos dos nuclídeos de interesse.

No caso em que a seção de choque da reação é elevada, mas a meia-vida do produto é extremamente longa, a medida se torna difícil. No presente trabalho, apesar de termos determinado a presença de ^{26}Al nas amostras de Al e Si, a mesma não pôde ser determinada na amostra de Mg.

O método utilizado na monitoração do feixe de prótons, em conjunto com cálculos de perdas de energias de acordo a modelos conhecidos, possibilitou a determinação da energia e corrente dos prótons como função da profundidade nas amostras. Este método foi estendido no caso das irradiações de Cr, mostrando a sua eficácia quando aplicado a reações ocorridas na própria amostra irradiada.

Além da aplicação do método experimental descrito no Capítulo 2, técnicas estatísticas mais sofisticadas foram necessárias na análise dos dados. Tal foi o caso da subtração da contribuição do ^{56}Co na determinação da presença de ^{26}Al nas amostras de Si, possibilitando a obtenção de resultados que foram de grande importância. Um procedimento similar poderia

ser necessário em situações nas quais as seções de choque baixas estariam formando pequenas quantidades do produto cuja determinação poderia estar sendo perturbada pela presença do fundo radioativo. Devido à escolha dos casos de estudo, não foi necessário subtrair o fundo radioativo mediante este procedimento no presente trabalho.

Como comentado anteriormente, sempre que detectado o nuclídeo de interesse, é possível a obtenção de um valor numérico para a seção de choque a partir da equação (2.25):

$$\frac{dN_{\text{produto}}}{dt} = \lambda N_{\text{alvo}} \sigma I t_i$$

Nos casos mais difíceis, quando σ é pequeno ou o $T_{1/2}$ é grande, apenas podemos alterar o número de átomos presentes no alvo ou a corrente total integrada com que a irradiação é realizada.

O aumento da corrente total integrada pode ser conseguido a partir do aumento da corrente de prótons do feixe ou do tempo de irradiação. O aumento na corrente do feixe está limitado pelo aquecimento acarretado da amostra, que pode provocar a evaporação da mesma ou a fusão das diferentes lâminas metálicas que a conformam. O aumento do tempo de irradiação apresenta várias conseqüências negativas. Em primeiro lugar, os aceleradores utilizados apresentam disponibilidade por tempo limitado. Além disso, em irradiações realizadas durante longo tempo, as características do feixe podem apresentar mudanças enquanto a corrente ou energia, provocando valores da seção de choque e até da própria monitoração do feixe que refletiriam a média dos parâmetros da irradiação, produzindo resultados de baixa qualidade.

O aumento do número de átomos presentes na amostra é conseguido com o aumento da espessura da mesma. Na medida em que a espessura vai aumentando, as perdas de energia que acontecem no interior das placas podem atingir valores consideráveis, principalmente para os menores valores da energia, fazendo com que a determinação da energia em cada uma delas apresente um valor crescente da incerteza.

Foi constatado a partir das diversas irradiações que a pureza das amostras, em situação de meia-vida longa e seção de choque muito pequena, tem um significado relativo, pois mesmo amostras com 99,999% de pureza acabam por apresentar interferências que no caso deste trabalho foram controláveis. Reafirmando, mesmo amostras com 10 ppm de impurezas podem se tornar problemáticas.

Um grave impedimento na tentativa de realizar medidas mais próximas do limiar é constituído pelo fundo radioativo. Mesmo nos casos em que as contribuições sejam reduzidas, apresentando picos formados com taxas de contagens baixas, da ordem de 3 cph, estes podem

dificultar a análise de medidas de produtos formados em reações raras que apresentam valores reduzidos da seção de choque ou que possuem um valor grande da meia-vida.

O conhecimento detalhado da composição do fundo no local das medidas é de fundamental importância na determinação da contribuição total de produtos de atividades muito fracas, em particular nos casos em que a meia-vida é muito longa como, por exemplo, na detecção de ^{26}Al .

Medidas do fundo radioativo foram realizadas em conjunto com as medidas das amostras. As diferenças encontradas nas atividades de determinados nuclídeos mostrou a necessidade de considerar em cada conjunto de medidas a possível contribuição do fundo no cálculo das seções de choque de formação de nuclídeos em reações raras ou que apresentam meia-vida longa.

A comparação dos resultados experimentais com dois modelos teóricos para o cálculo das seções de choque permitiu a discussão sobre os possíveis mecanismos com maior importância para cada alvo nos intervalos energéticos analisados ($E_p < 50 \text{ MeV}$).

Os modelos de NC (ver, por exemplo, [We40]) descrevem as reações nucleares, incluindo a formação dos núcleos residuais até energias da ordem de algumas dezenas de MeV . A introdução dos modelos de PE foi feita pela necessidade de melhorar os resultados dos cálculos de NC a energias mais altas, no entanto em alguns casos na faixa de energias $E_p < 50 \text{ MeV}$ as emissões de PE podem ser não negligenciáveis. A baixas energias as reações diretas também contribuem à produção de núcleos residuais, mas elas não jogam um papel essencial na maioria das reações e energias consideradas neste trabalho.

Os cálculos realizados mostraram algumas limitações e problemas nos modelos e no programa utilizado:

- i) Surgimento de estruturas de caráter numérico nas funções de excitação que não podem ser eliminadas com mudanças nos parâmetros do cálculo. Este tipo de irregularidades nos cálculos com os modelos utilizados por nós foram analisadas em [Bo93] e podem ser vistas, por exemplo, na Figura 3.7, $E_p \approx 19 \text{ MeV}$ e na Figura 9.10, $E_p \approx 5 \text{ MeV}$ etc.
- ii) Devido a limitações de memória, os vetores definidos internamente no programa não permitem o cálculo de produtos muito afastados do alvo considerado (no código utilizado, o limite foi 11 e 9 para A e Z , respectivamente). Por este motivo não foi possível o cálculo das funções de excitação para a reação $^{27}\text{Al}(p,X)^7\text{Be}$.
- iii) O programa não faz distinção entre o estado básico do produto e os seus isômeros (nos casos em que existem metaestáveis). Nestes casos, o cálculo teórico superestima o resultado experimental ao considerar as duas possibilidades juntas enquanto que os dados experimentais mostrados nos gráficos refletem o comportamento de um único canal de saída. Isso pode ser visto na Figura 9.10. Em geral, a ausência de modelos que calculem as contribuições de estados isoméricos limita a aplicação dos modelos e faz com que a

comparação entre a teoria e os dados experimentais mostre discrepâncias visíveis em alvos como Ti, Zr, etc. aqui analisados.

- iv) Alguns cálculos acusam problemas no balanceamento na emissão de prótons e nêutrons, tanto no equilíbrio quanto no PE. O resultado exhibe valores subestimados ou superestimados da função de excitação, dependendo do produto formado, apesar de permitir uma boa descrição qualitativa. As diferenças entre o cálculo e a teoria por este motivo pode ser de um fator maior que 2, mostrando uma maior capacidade dos modelos na descrição qualitativa dos dados do que quantitativa.
- v) As maiores dificuldades encontradas na descrição dos dados experimentais por parte dos modelos acontecem nas energias mais próximas do limiar, justamente na região em que a obtenção de dados experimentais confiáveis torna-se um processo delicado. A função de excitação em muitos casos é subestimada nesta região evidenciando a alta sensibilidade dos resultados com a opção de massa utilizada. Devido ao gradiente de crescimento da função de excitação, pequenas diferenças na região podem levar a mudanças na seção de choque total de várias ordens de grandeza.

Enquanto aos mecanismos das reações:

- i) As reações que ocorrem com emissão de partículas α nos alvos mais leves, mostraram a desnecessidade de incluir emissões de PE no cálculo. No caso de reações onde ocorrem emissões de prótons e nêutrons a inclusão de emissões de PE produz melhorias significativas, principalmente nas reações na região do Ti e do Ni.
- ii) Um caso crítico foi a descrição das reações raras ($p, {}^3\text{H}$), os resultados foram precários indicando a necessidade de inclusão de mecanismos mais sofisticados nos modelos existentes.

A forte dependência dos resultados com a opção de massa utilizada no cálculo impediu, na maioria dos casos, a descrição da função de excitação para energias próximas do limiar. Em geral a utilização de massas experimentais e a consideração de efeitos de camadas e emparelhamento devem contribuir a uma melhor descrição das seções de choque.

Os resultados dos cálculos teóricos mostraram a possibilidade de descrever as reações nucleares com base nos modelos de NC e PE, mas não foi possível recomendar um conjunto único de parâmetros que permitam cálculos adequados a priori, demonstrando que dados confiáveis para várias aplicações só podem ser obtidos a partir de experiências, pois as predições dos modelos teóricos ainda não são satisfatórias. Por outro lado, os dados disponíveis na atualidade permitem a análise da validade dos modelos, fornecendo uma oportunidade de melhorar estes modelos para reações nucleares em amplos intervalos de massas e energias.

Reações (p, α), na região de massas em que foram realizadas as medidas, têm em geral Q próximo de zero. Reações ($p, 2\alpha$) são endoenergéticas e apresentam ainda como característica

o fato de que nos possíveis produtos intermediários (${}^A_ZX + {}^1_2\text{H} \rightarrow {}^{A-3}_{Z-1}Y + {}^4_2\text{He}$) o eventual decaimento α é endoenergético. A medida que o valor de Z ou A cresce, a situação se inverte e o produto intermediário teria virtualmente um decaimento espontâneo. Isto ocorre para $A > 140$.

Paralelamente, apesar da reação tornar-se mais favorável energeticamente, a barreira coulombiana passa a estar presente atenuando a reação.

Em geral nas energias em que as reações foram efetuadas, a emissão da segunda partícula α é fortemente inibida pela pequena energia de excitação que pode ser atingida.

Convém assinalar o fato de que parte da energia fornecida para a primeira etapa da reação (emissão da primeira α) é proveniente do excesso de energia próton - alfa = $7,289 - 2,425 = 4,864 \text{ MeV}$, que não existiria para o decaimento virtual subsequente. Isto é: se analisarmos a reação $(p, 2\alpha)$ como ocorrendo em duas etapas, temos uma primeira etapa pouco endoenergética em geral e o decaimento (a segunda etapa) como mais fortemente endoenergético. Após a primeira etapa o produto virtual apresentaria pouca disponibilidade energética para o decaimento.

O balanço energético dá a possibilidade de medidas, que no caso do presente trabalho são favorecidas pelo excepcionalmente baixo excesso de massa, Δ , das partículas α : $2,425 \text{ MeV}$, para o caso das reações $(p, 2\alpha)$, e pelo Δ moderado do ${}^3\text{H}$: $14,950 \text{ MeV}$, para as reações $(p, {}^3\text{H})$.

Reações do tipo $(p, {}^3\text{H}^4\text{He})$ ou $(p, {}^3\text{He}^4\text{He})$, embora concorrentes na formação dos produtos, são claramente desfavorecidas por razões diversas, entre as quais torna-se fundamental o citado balanço energético, enquanto 2α corresponde ao excesso de massa $4,850 \text{ MeV}$, ${}^3\text{H} + {}^4\text{He} = 17,375 \text{ MeV}$ e ${}^3\text{He} + {}^4\text{He} = 17,356 \text{ MeV}$. Isto é, a diferença ${}^3\text{H} - {}^4\text{He} = 12,525 \text{ MeV}$ e ${}^3\text{He} - {}^4\text{He} = 12,506 \text{ MeV}$ atua fortemente. Estas cifras acabam tornando a energia disponível próxima do limiar da reação.

Em um dos nossos resultados (reação ${}^{27}\text{Al}(p, X){}^7\text{Be}$), a formação de ${}^7\text{Be}$ poderia estar sugerindo que nas energias do presente trabalho, reações formando o ${}^7\text{Li}$ também poderiam ocorrer, o que sugere que o ${}^6\text{Li}$ poderia estar sendo emitido diretamente pela mesma razão. O resultado da reação ${}^{27}\text{Al}(p, X){}^{22}\text{Na}$, em que a detecção de ${}^{22}\text{Na}$ foi prejudicada, seria um apoio experimental importante para considerações mais amplas.

As reações ${}^{27}\text{Al}(p, X){}^7\text{Be}$ e $\text{Si}(p, X){}^7\text{Be}$ ocorrendo para energias de prótons próximas de 21 MeV possivelmente ocorreram nas amostras respectivas. No caso do Al, amostra grossa, ela ocorreu próxima à superfície de incidência dos prótons e no caso do Si, na primeira placa da primeira irradiação. A comparação das seções de choque médias é mais complicada devido

ao rápido crescimento da seção de choque próxima do limiar de reação, situação experimental presente nas irradiações mencionadas.

No conjunto de medidas que efetuamos, quer com amostras irradiadas, quer em medidas do fundo radioativo, apresentadas ou não no presente trabalho, foi registrada a presença de um pico de 477 *keV* originado numa meia-vida próxima de 54 *d*. Esta linha não aparece em nenhuma medida do fundo radioativo apesar de sua origem cosmogênica e aparece em diferentes irradiações com meia-vida curta, que atribuímos ao ^{55}Co uma vez que o Fe esteve constantemente presente como impureza em nossas amostras. Em particular, nas medidas das amostras de Si aparece uma linha de 477 *keV* que pode ser atribuída à reação $^{29}\text{Si} + p \rightarrow ^7\text{Be} + ^{23}\text{Na}$ com $Q = -20,845 \text{ MeV}$. Neste caso particular a formação do ^7Be teve origem não só a partir do Si, mas também, eventualmente, nos núclídeos ^7Li , ^{10}B e ^{14}N , presentes na amostra como impurezas.

Como perspectivas deste trabalho podemos destacar que vários resultados referentes a reações com valores reduzidos da seção de choque poderiam ser obtidos mediante procedimentos radioquímicos. No decorrer das experiências presentes não chegamos a recorrer à radioquímica e todas as escolhas dos casos de estudo foram limitados a produtos de reações nos quais linhas características e valores apropriados da meia-vida permitiam medidas com uma certa expectativa de obtenção de resultados. A modo de exemplo, no caso da reação $^{49}\text{Ti}(p, 2\alpha)^{42}\text{K}$, a seção de choque de formação poderia ser determinada num amplo intervalo energético, resultado que não obtivemos no presente conjunto de medidas.

Na emissão de partículas mais complexas como o ^7Be , de medida possível pelo fóton de 477 *keV* e meia-vida de 54 *d*, medidas poderiam ser interessantes, exigindo enormes cuidados dadas as seções de choque extremamente reduzidas que poderiam ser reveladas.

Meias-vidas mais curtas poderiam ser medidas desde que detectores estivessem instalados numa proximidade adequada dos ciclotrons do IPEN que foram utilizados. Este fato limitou a realização de experiências formando produtos com meia-vida da ordem de dezenas de minutos, apesar das possibilidades de resultados interessantes de acordo às características gerais das mesmas.

No presente trabalho não foram utilizados alvos enriquecidos. A utilização deste tipo de amostra poderia abrir outros horizontes de medidas.

O trabalho permitiu constatar que aceleradores, mesmo limitados nas suas características, ainda podem dar contribuições significativas à Física Nuclear, no sentido de entender a existência de diversas configurações nos núcleos, além das partículas α , e possibilitar ainda a compreensão de fenômenos astrofísicos de grande importância na atualidade.

Referências

- [Ah98]. I. Ahmad, G. Bonino, G. C. Castagnoli. *Phys. Rev. Lett.* 80 (1998) 2550-2553
- [Al87]. V. N. Aleksandrov, M. P. Semenova, V. G. Semenov. *At. En.* 62(1987) 478-481
- [Al88]. V. N. Aleksandrov, M. P. Semenova, V. G. Semenov. *At. En.* 64 (1988) 511-513
- [Al90]. D. Alburger, G. Harbottle. *Phys. Rev. C* 41 (1990) 2320
- [An85]. A. E. Antropov et. al. *Conf. Lening* 369 (1985). *Brookhaven Data Bank*.
- [Ba00]. D. Barg Filho. *Dissertação de Mestrado submetida ao Instituto de Física da USP, São Paulo, 2000*
- [Ba54]. R. E. Batzel, G. H. Coleman. *Phys. Rev.* 93 (1954) 280-282
- [Ba75]. J. N. Barrandon, J. L. Debrun, A. Kohn. *Nucl. Inst. Meth.* 127 (1975) 269-278
- [Ba85]. S. W. Barwick, P. B. Price, J. D. Stevenson. *Phys. Rev.* 31 (1984) 1985
- [Ba87]. I. F. Barchuk, V. S. Bulkin, V. A. Kuzmenkova, P. M. Kurilo, Y. N. Lobach, A. F. Ogorodnik, V. S. Prokopenko, V. D. Sklyarenko, V. V. Tokarevsky. *At. En.* 63, (1987) 528-532
- [Bl71]. M. Blann. *Phys Rev Lett.* 27 (1971) 337-340
- [Bl76]. M. Blann, A. Mignerey, W. Scobel. *Nukleonika* 21 (1976) 335
- [Bl83]. M. Blann, H. K. Vonach. *Phys. Rev. C* 28 (1983) 1475-1492
- [Bo68]. D. Bodansky, D. D. Clayton, W. A. Fowler. *Phys. Rev. Lett.* 20 (1968) 161
- [Bo91]. R. Bodemann, R. Michel, B. Dittrich, U. Herpers, R. Rosel, H. J. Hofmann, W. Wölfl, B. Holmqvist, H. Condé, P. Malmberg. *Conf. JUELIC* 705 (1991). *Brookhaven Data Bank*.
- [Bo92]. C. D. Bowman, E. D. Arthur, P. W. Lisowski. *Nucl. Inst. Meth. A* 320 (1992) 336-367
- [Bo93]. R. Bodemann, H. -J. Lange, I. Leya, R. Michel, T. Schiek, R. Rösel, U. Herpers, H. J. Hofmann, B. Dittrich, M. Suter, W. Wölfl, B. Holmqvist, H. Condé, P. Malmberg. *Nucl. Inst. Meth. B* 82 (1993) 9-31; *Rept. INDC(GER)-037/LN* 49 (1993)
- [Br86]. E. Browne, R. B. Firestone. *Table of Radioactive Isotopes, Lawrence Berkeley National Laboratory - University of California* (1986)
- [Br71]. R. L. Brodzinski, L. A. Rancitel, J. A. Cooper. *Phys. Rev. C* 4 (1971) 1250
- [Ca93]. F. Carminati, R. Klapisch, J. P. Revol, Ch. Roche, J. A. Rubio, C. Rubbia. *CERN / AT / 93-47(ET)* (1993)
- [Ch69]. L. B. Church, A. A. Caretto. *Phys. Rev.* 178 (1969) 1732
- [Cl71]. J. E. Cline, E. B. Nieschmi. *Nucl. Phys. A* 169 (1971) 437
- [Cl73]. D. D. Clayton. *Nature (London), Phys. Sci.*, 244 (1973) 137; *Essays in Nuclear Astrophysics*, eds. C. A. Barnes, D. D. Clayton, D. N. Schramm (Cambridge University Press, Cambridge, England, 1982), p. 401
- [Co54]. B. L. Cohen, H. L. Reynolds, A. Zucker. *Phys. Rev.* 96 (1954) 1617
- [Co56]. B. L. Cohen. *Phys. Rev.* 102 (1956) 453
- [Cu63]. J. B. Cumming. *Nucl. Phys.* 49 (1963) 417

- [De88]. K. Debertin, R. G. Helmer. *Gamma and X-Ray Spectrometry with Semiconductor Detectors, North-Holland* (1988)
- [Di88]. B. Dittrich et al. *Rept. INDC(GER)-32/LN+Special, 33* (1988). *Brookhaven Data Bank*.
- [Ej94]. R. Ejnisman, P. R. Pascholati. *Revista de Física Aplicada e Instrumentação, 9, 4* (1994) 139
- [Ev87]. J. C. Evans, J. H. Reeves, R. C. Reedy. *Lun. Planet. Sci. XVIII* (1987) 271
- [Fi90]. D. Fink, J. Sisterson, S. Vogt, G. Herzog, J. Klein, R. Middleton, A. Koehler, A. Magliss. *Nucl. Instr. Meth. B 52* (1990) 601
- [Fi96]. R. B. Firestone. *Table of Radioactive Isotopes. Lawrence Berkeley National Laboratory, University of California. Eighth Edition, 1996*
- [Fu65]. M. Furukawa, S. Kume, M. Ogawa. *Nucl. Phys. 69* (1965) 362-368
- [Fu71]. M. Furukawa, K. Shizuri, K. Komura, K. Sakamoto, S. Tanaka, *Nucl. Phys. A 174* (1971) 539-544
- [Ga81]. E. Gadioli, E. G. Erba, J. J. Hogan. *Z. Phys. A 301* (1981) 289-300
- [Go82a]. P. Gouffon. *Manual do Programa IDEFLX, LAL-IFUSP* (1982)
- [Go82b]. P. Gouffon. *Manual do Programa OBELIX, LAL-IFUSP* (1982)
- [Go98]. J. Gorres et al. *Phys. Rev. Lett. 80* (1998) 2554
- [Gr66]. J. J. Griffin. *Phys. Rev. Lett. 17* (1966) 478
- [Gr82]. A. Grutter. *Nucl. Phys. A 383* (1982) 98
- [Ha55]. T. H. Handley, W. S. Lyon. *Phys. Rev. 99* (1955) 755
- [Ha68]. G. D. Harp, J. M. Miller, B. J. Berne. *Phys. Rev. 165* (1968) 1166
- [Ha71]. G. D. Harp, J. M. Miller. *Phys. Rev. C 3* (1971) 1847
- [Ha76]. F. J. Haasbroek et al. *Rept. CSIR-FIS-89* (1976). *Brookhaven Data Bank*.
- [He81]. O. A. M. Helene, V. R. Vanin. *Tratamento Estatístico de Dados em Física Experimental, Edgard Blücher* (1981)
- [Hi52]. N. M. Hintz, N. F. Ramsey. *Phys. Rev. 88* (1952) 19-27
- [In91]. *International Atomic Energy Agency, X-Ray and Gamma-Ray Standards for Detectors Calibration, Vienna* (1991), *IAEA-TECDOC-619*
- [Iy94]. A. F. Iyudin, R. Diehl, H. Bloemen, W. Hermsen, G. G. Lichti, D. Morris, J. Ryan, V. Schonfelder, H. Steinle, M. Varendorff, C. Devries, C. Winkler. *Astron. Astrophys. 284* (1994) L1-L4
- [Ja80]. J. Jastrzebski, H. J. Karwowski, M. Sadler. *Phys. Rev. C 22* (1980) 1443-1453
- [Ja90]. Jagdish K. Tuli. *Nuclear Wallet Cards, National Nuclear Data Center. Brookhaven National Laboratory, New York, 1990*
- [Jo60]. C. H. Johnson et al. *Rept. ORNL-2910, 25* (1960). *Brookhaven Data Bank*.
- [Ka60]. S. Kaufman et al. *J. Inorg. Nucl. Chem, 117* (1960) 1532
- [Ka90]. S. K. Kataria, V. S. Ramamurthy, M. Blann, T. T. Komoto. *Nucl. Instr. Meth. A 288* (1990) 585
- [Ko85]. P. Kopecky. *Int. J. Appl. Radiat. Isot. 36* (1985) 657
- [Ko93]. P. Kopecky, F. Szelecsenyi, T. Molnar, P. Mikecz, F. Tarkanyi. *Appl. Radiat. Isot. 44* (1993) 687
- [La66]. M. S. Lafleur, N. T. Porile, L. Yaffe. *Can. J. Chem. 44* (1966) 2749
- [La83]. M. C. Lagunas-Solar, M. J. Avila, N. J. Navarro, P. C. Johnson. *Int. J. Appl. Radiat. Isot. 34* (1983) 915
- [La88]. M. C. Lagunas-Solar, O. F. Carvacho, R. R. Cima. *Appl. Radiat. Isot. 39* (1988) 41-47
- [La90]. M. C. Lagunas-Solar, O. F. Carvacho. *Int. J. Appl. Radiat. Isot. 41* (1990) 349
- [La95]. H. J. Lange, T. Hahn, R. Michel, T. Schiekkel, R. Rosel, U. Herpers, H. J. Hofmann, B. Dittrich, M. Suter, W. Wolfli, P. Kubik. *Appl. Radiat. Isot. 46* (1995) 93-112.
- [Le91]. V. N. Levkovskij. *Brookhaven Data Bank* (1991)

- [Li62]. R. H. Lindsay, E. F. Neuzil. *Phys. Rev.* 127 (1962) 1269
- [Ma83]. G. R. Maughan, R. H. McCamis, N. T. Okumusoglu, W. T. H. van Oers. *J. Appl. Phys.* 54 (1983) 1120
- [Ma96]. A. A. Malafronte, A. Passaro, M. A. Radovich, A. L. Bonini. *Rev. Fis. Apl. Instr.* 11 (1996) 71
- [Mi73]. K. Miyano. *J. Phys. Soc. Jpn.* 34 (1973) 853-856
- [Mi78a]. R. Michel, H. Weigel, W. Herr. *Z. Phys. A* 286 (1978) 393-400
- [Mi78b]. R. Michel, G. Brinkmann, H. Weigel. *J. Inorg. Nucl. Chem.* 40 (1978) 1845-1851
- [Mi79]. R. Michel, G. Brinkmann, W. Herr. *Brookhaven Data Bank* (1979)
- [Mi80]. R. Michel, G. Brinkmann. *J. Radioanal. Chem.* 59 (1980) 467
- [Mi82]. R. Michel, G. Brinkmann, R. Stueck. *Earth Planet. Sci. Lett.* 59 (1982) 33, *erratum ibid.* 64 (1983) 174
- [Mi85]. R. Michel, F. Peiffer, R. Stueck. *Nucl. Phys. A* 441 (1985) 617-639
- [Mi91]. R. Michel. *International Energy Nuclear Data for Applications*, ed. N. P. Kocherov, *INDC (NDS)-245 (IAEA, Vienna, 1991)* p. 17
- [Mi95]. Michel, M. Gloris, H. -J. Lange, I. Leya, M. Luepke, U. Herpers, B. Dittrich-Hannen, R. Roesel, Th. Schiekkel, D. Filges, P. Dragovitsch, M. Suter, H. -J. Hofmann, W. Woelfli, P. W. Kubik, H. Baur, R. Wieler. *Nucl. Inst. Meth. B* 103 (1995) 183
- [Mi96]. R. Michel, I. Leya, L. Borges. *Nucl. Inst. Meth. B* 113 (1996) 434-444
- [Mi97]. R. Michel, R. Bodemann, H. Busemann, R. Daunke, M. Gloris, H. -J. Ange, B. Klug, A. Krins, I. Leya, M. Lüpke, S. Neumann, H. Reinhardt, M. Schnatz-Büttgen, U. Herpers, Th. Schiekkel, F. Sudbrock, B. Holmqvist, H. Condé, P. Malmberg, M. Suter, B. Dittrich-Hannen, P. -W. Kubik, H. -A. Synal, D. Filges. *Nucl. Inst. Meth. B* 129 (1997) 153-193
- [My66]. W. D. Myers, W. J. Swiatecki. *Nucl. Phys.* 81 (1966) 1
- [Na92]. Y. Nakahara. *Nuclear Data for Science and Technology*. Ed. S. M. Qaim (Springer, Berlin, 1992) p. 23
- [Ne63]. E. F. Neuzil, R. H. Lindsay. *Phys. Rev.* 131 (1963) 1697-1701
- [Ni90]. K. Nishiizumi, H. Nagai, M. Imamura, M. Honda, K. Kobayashi, P. W. Kubik, P. Sharma, R. Wieler, P. Signer, J. N. Goswami, R. C. Reedy, J. R. Arnold. *Meteoritics* 25 (1990) 392
- [No81]. E. B. Norman, T. E. Chupp, K. T. Lesko. *Astrophys. J.* 251 (1981) 834-837
- [No98]. E. B. Norman, E. Browne, Y. D. Chan, I. D. Goldman, R.-M. Larimer, K. T. Lesko, M. Nelson, F. E. Wietfeldt, I. Zliten. *Phys. Rev. C* 57 (1998) 2010
- [Pa97]. *Nucleosynthesis and Chemical Evolution of Galaxies*. B. E. J. Pagel. (Cambridge University Press, 1997)
- [Pi93]. *Remote Geochemical Analysis: Elemental and Mineralogical Composition*. Eds. C. M. Pieters, P. A. J. Englert, eds. (Cambridge University Press, 1993)
- [Pu82]. P. Pulfer. *Thesis* (1982). *Brookhaven Data Bank*
- [Ra68]. G. V. S. Rayudu. *Can. J. Chem* 42 (1964) 1149; *J. Inorg. Nucl. Chem.* 30 (1968) 2311
- [Ra74]. L. A. Rancitelli, R. W. Perkins, W. D. Felix, N. A. Wogman. *Proc. 5th Lunar Sci. Conf., Suppl. 5, Geochim. Cosmochim. Acta* 2 (1974) 2185
- [Re54]. H. L. Reynolds, A. Zucker. *Phys. Rev.* 96 (1954) 1615
- [Re65]. J. B. J. Read, J. M. Miller. *Phys. Rev. B* 140 (1965) 623
- [Re72]. R. C. Reedy, J. R. Arnold. *J. Geophys. Res.* 77 (1972) 537
- [Re77]. R. C. Reedy. *Proc. 8th Lun. Sci. Conf.* (Pergamon, New York, 1977) p. 825
- [Re82]. S. Regnier, B. Lavielle, M. Simonoff, G. N. Simonoff. *Phys. Rev. C* 26 (1982) 931
- [Re83]. R. C. Reedy, J. R. Arnold, D. Lal. *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.* 33 (1983) 505
- [Re90]. R. C. Reedy, K. Marti. *The Sun in Time*, eds C. P. Sonett, M. S. Giampapae M. S. Matthews (Univ. of Arizona Press, Tucson, 1990) p. 260

- [Re97]. P. Reimer et al. *Priv. Com. Qaim. (1997). Brookhaven Data Bank*
- [Ro97]. R. E. Rothschild et al. *Proceedings of the 4th Compton Symposium on γ -Ray Astronomy, Williamsburg, VA, 1997*
- [Sa80]. M. E. Sadler, P. P. Singh, J. Jastrzebski, L. L. Rutledge, R. E. Segel. *Phys. Rev. C* 21 (1980) 2303-2321
- [Sa92]. A. Sandulescu, W. Greiner. *Rep. Prog. Phys.* 55 (1992) 1423-1481
- [Sc87]. R. J. Schneider, J. M. Sisterson, A. M. Koehler, J. Klein, R. Middleton. *Nucl. Inst. Meth. B* 29 (1987) 271-274
- [Sc94]. B. Scholten. *Radiochim. Acta* 65 (1994) 81
- [Sc96a]. Th. Schiekel, F. Sudbrock, U. Herpers, M. Gloris, I. Leya, R. Michel, H. -A. Synal, M. Suter. *Nucl. Inst. Meth. B* 113 (1996) 484
- [Sc96b]. Th. Schiekel, F. Sudbrock, U. Herpers, M. Gloris, H. -J. Lange, I. Leya, R. Michel, B. Dittrich-Hannen, H. -A. Synal, M. Suter, P. W. Kubik, M. Blann, D. Filges. *Nucl. Inst. Meth. B* 114 (1996) 91
- [Se86]. B. D. Serot, J. D. Walecka. *Adv. Nucl. Phys.* 16 (1986) 320
- [Sh68]. D. W. Sheffey, I. R. Williams, C. B. Fulmer. *Phys. Rev.* 172 (1968) 1094-1098
- [Si96]. J. M. Sisterson et al. *Conf. DENTON 811 (1996). Brookhaven Data Bank.*
- [Si97]. J. M. Sisterson, K. Kim, A. Beverding, P. A. J. Englert, M. Caffee, A. J. T. Jull, D. J. Donahue, L. McHargue, C. Castaneda, J. Vincent, R. C. Reedy. *Nucl. Inst. Meth. B* 123 (1997) 324-329
- [Sk86]. E. A. Skakun et al. *Conf. Kharko, 277 (1986). Brookhaven Data Bank.*
- [Sk87]. R. T. Skelton, R. W. Kavanagh, D. G. Sargood. *Phys. Rev. C* 35 (1987) 45
- [St61]. P.P. Strohal, A. A. Caretto. *Phys. Rev.* 121 (1961) 1815
- [St90]. G. F. Steyn, S. J. Mills, F. M. Nortier, B. R. S. Simpson, B. R. Meyer. *App. Rad. Isot.* 41 (1990) 315
- [Su93]. S. Sudar, F. Szelecsenyi, S. M. Qaim. *Phys. Rev. C* 48 (1993) 3115-3118
- [Ta72]. S. Tanaka, M. Chiba, M. Furukawa. *J. Inorg. Nucl. Chem.* 34 (1972) 2419
- [Ta91]. F. Tarkanyi, F. Szelecsenyi, P. Kopecky. *App. Rad. Isot.* 42 (1991) 513-517
- [Ti96]. F. X. Timmes, S. E. Woosley, D. H. Hartmann, R. D. Hoffman. *Astrophys. J.* 464 (1996) 332
- [Tr97]. R. Tramontano. *Dissertação de Mestrado submetida ao Instituto de Física da USP, São Paulo, 1997*
- [Tr99]. R. Tramontano, V. R. Vanin. *Appl. Radiat. Isot.* 51 (1999) 323
- [Va01]. D. Bowman et al. *Phys. Rev. Lett.* 67 (1991) 1527
- K. G. R. Doss, H. A. Gustafsson, H. H. Gutbrod. *Phys. Rev. C* 37 (1988) 163-168
- J. Hubele, P. Kreutz, J. C. Adloff, M. Begemannblach, P. Bouissou, G. Imme, I. Iori, G. J. Kunde, S. Leray, V. Lindenstruth, Z. Liu, U. Lynen, R. J. Meijer, U. Milkau, A. Moroni, W. F. J. Muller, C. Ngo, C. A. Ogilvie, J. Pochodzalla, G. Raciti, G. Rudolf, H. Sann, A. Schuttauf, W. Seidel, L. Stuttge, W. Trautmann, A. Tucholski. *Z Phys. A* 340 (1991) 263-270
- B. Jacobsson et al. *Nucl. Phys. A* 509 (1990) 195
- Y. D. Kim, R. T. Desouza, D. R. Bowman. *Phys. Rev. C* 45 (1992) 338-352
- C. A. Ogilvie et al. *Phys. Rev. Lett.* 67 (1991) 1214
- E. Piasecki, S. Bresson, B. Lott. *Phys. Rev. Lett.* 66 (1991) 1291-1294
- T. C. Sangster, H. C. Britt, D. J. Fields. *Phys. Rev. C* 46 (1992) 1404-1415
- R. Wada, M. Gonin, M. Gui, K. Hagel, Y. Lou, D. Utley, B. Xiao, D. Miller, J. B. Natowitz, D. Fabris, G. Nebbia, R. Zanon, B. Chambon, B. Cheynis, A. Demeyer, D. Drain, D. Guinet, X. C. Hu, C. Pastor, K. Zaid, J. Alarja, R. Bertholet, A. Giorni, A. Lleres, C. Morand, P. Stassi, L. Schussler, B. Viano, P. Gonthier. *Nucl. Phys. A* 548 (1992) 471-488
- C. J. Waddington, P. S. Frier. *Phys. Rev. C* 31 (1985) 888

- J. L. Wile, D. E. Fields, K. Kwiatkowski, S. J. Yennello, K. B. Morley, E. Renshaw, V. E. Viola, C. K. Gelbke, W. G. Lynch, N. Carlin, H. M. Xu, W. G. Gong, M. B. Tsang, J. Pochodzalla, R. T. Desouza, D. J. Fields, S. M. Austin. *Phys. Rev. C* 45 (1992) 2300-2319
- S. J. Yennello et al. *Phys. Rev. C* 41 (1990) 79
- [Va02]. W. Bauer. *Phys. Rev. C* 38 (1988) 1297
- G. Bertsch, P. J. Siemens. *Phys. Lett. B* 126 (1983) 9-12
- J. P. Bondorf, R. Donangelo, I. N. Mishustin, C. J. Pethick, H. Schulz, K. Sneppen. *Nucl. Phys. A* 443 (1985) 321-347
- X. Campi. *J. de Phys.* 50 (1989) 183
- C. Cerruti, J. Desbois, R. Boisgard, C. Ngo, J. Natowitz, J. Nemeth. *Nucl. Phys. A* 476 (1988) 74-98; *A* 492 (1989) 322-339
- R. J. Charity, M. A. McMahan, G. J. Wozniak, R. J. McDonald, L. G. Moretto, D. G. Sarantites, L. G. Sobotka, G. Guarino, A. Pantaleo, L. Fiore, A. Gobbi, K. D. Hildenbrand. *Nucl. Phys. A* 483 (1988) 371-405
- J. Desbois. *Nucl. Phys. A* 466 (1986) 724
- W. A. Friedman, W. G. Lynch. *Phys. Rev. C* 28 (1983) 16-23; *C* 42 (1990) 667-673
- D. H. E. Gross. *Rep. Prog. Phys.* 53 (1990) 605
- S. E. Koonin, J. Randrup. *Nucl. Phys. A* 474 (1987) 173
- G. Fai, J. Randrup. *Nucl. Phys. A* 487 (1988) 397
- H. R. Jacqaman et al. *Nucl. Phys. A* 524 (1991) 321
- S. Leray, C. Ngo, M. E. Spina, B. Remaud, F. Sebillle. *Nucl. Phys. A* 511 (1990) 414
- A. Z. Melkian. *Phys. Rev. C* 41 (1990) 2103
- C. Ngo, H. Ngo, S. Leray, M. E. Spina. *Nucl. Phys. A* 499 (1989) 148-172
- J. Richert, P. Wagner. *Nucl. Phys. A* 517 (1990) 399-412
- A. Vincentini, G. Jacucci, V. R. Pandharipande. *Phys. Rev. C* 31 (1985) 1783
- J. B. Garcia, C. Cerruti. *Nucl. Phys. A* 578 (1994) 597-620
- [Va03]. B. Dittrich, U. Herpers, M. Lupke, R. Michel, H. J. Hofmann, W. Wolfli. *Radiochim. Acta* 50, 11 (1990); *Rept. NEANDC(E)-312-U*, 46 (1990); *Rept. NEANDC(E)-312-U*, 51 (1990). *Brookhaven Data Bank*.
- Y. V. Aleksandrov et al. *Conf. Moscow* (1996) 223. *Brookhaven Data Bank*.
- J. M. Sisterson et al. *Conf. DENTON* 811 (1996). *Brookhaven Data Bank*.
- L. Marquez, I. Perlman. *Phys. Rev.* 81 (1951) 953-957
- T. N. Taddeucci, J. Ullmann, L. J. Rybarczyk, G. W. Butler, T. E. Ward. *Phys. Rev. C* 55 (1997) 1551-1554
- [Va04]. I. R. Williams, C. B. Fulmer. *Phys. Rev.* 162 (1967) 1055
- E. Baker, G. Friedlander, J. Hudis. *Phys. Rev.* 112 (1958) 1319-1321
- [Va05]. J. D. Prokoshkin et al. *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 32 (1957) 177
- R. R. Korteling, A. A. Caretto. *Phys. Rev. C* 1 (1970) 193
- [Va06]. H. Weigel, R. Michel, U. Herpers, W. Herr. *Radioch. Radioan. Lett.* 21 (1975) 293-300
- R. Michel, M. Gloris, H. -J. Lange, I. Leya, M. Luepke, U. Herpers, B. Dittrich-Hannen, R. Roesel, Th. Schiekkel, D. Filges, P. Dragovitsch, M. Suter, H. -J. Hofmann, W. Woelfli, P. W. Kubik, H. Baur, R. Wieler. *Nuc. Inst. Meth. B* 42 (1989) 76. *Nuc. Inst. Meth. B* 103 (1995) 183
- Th. Schiekkel, F. Sudbrock, U. Herpers, M. Gloris, H. -J. Lange, I. Leya, R. Michel, B. Dittrich-Hannen, H. -A. Synal, M. Suter, P. W. Kubik, M. Blann, D. Filges. *Nuc. Inst. Meth. B* 114 (1996) 91
- R. R. Korteling, A. A. Caretto. *Phys. Rev. C* 1 (1970) 193
- [Va07]. R. R. Korteling, A. A. Caretto. *Phys. Rev. C* 1 (1970) 193

- R. Michel, M. Gloris, H. -J. Lange, I. Leya, M. Luepke, U. Herpers, B. Dittrich-Hannen, R. Roesel, Th. Schiekkel, D. Filges, P. Dragovitsch, M. Suter, H. -J. Hofmann, W. Woelfli, P. W. Kubik, H. Baur, R. Wieler. *Nucl. Inst. Meth. B* 103 (1995) 183
- Th. Schiekkel, F. Sudbrock, U. Herpers, M. Gloris, H. -J. Lange, I. Leya, R. Michel, B. Dittrich-Hannen, H. -A. Synal, M. Suter, P. W. Kubik, M. Blann, D. Filges. *Nuc. Inst. Meth. B* 114 (1996) 91
- [Va08]. T. Asano, Y. Asano, Y. Iguchi, H. Kudo, S. Mori, M. Noguchi, Y. Takada, H. Hirabayashi, H. Ikeda, K. Katoh, K. Kondo, M. Takasaki, T. Tominaka, A. Yamamoto. *Phys. Rev. C* 28 (1983) 1840-1842
- U. S. Barashenkov et al. *Nucl. Inst. Meth. A* 292 (1990) 169
- R. Michel. *Thesis Stueck* (1989). *Brookhaven Data Bank*.
- F. Szelecsenyi, F. Tarkanyi, S. Takacs, A. Hermanne, M. Sonck, Y. Shubin, M. G. Mustafa, Y. X. Zhuang. *Nucl. Inst. Meth. B* 174 (2001) 47-64
- S. Tanaka, M. Furukawa. *J. Phys. Soc. Japan*, 14 (1959) 1269-1275
- F. Tarkanyi et al. *Conf. Juelic* (1991) 529. *Brookhaven Data Bank*.
- H. I. West et al. *Rept. UCRL-ID-115738*, 3 (1993) 1. *Brookhaven Data Bank*.
- [Va09]. V. G. Batij et al. *Conf. Lening* 288 (1985). *Brookhaven Data Bank*.
- E. A. Skakun et al. *Yad. Fiz.* 46 (1987) 28
- H. G. Blosser, T. H. Handley. *Phys. Rev.* 100 (1955) 1340-1344
- A. M. Morozov et al. *Zh. Eksp. Teor. Fiz.* 43 (1962) 438
- J. P. Blazer, F. Boehm, P. Marmier. *Helv. Phys. Acta.* 24 (1951) 441-464
- [Va65]. L. Valentin. *Nucl. Phys.* 62 (1965) 81
- [Va98]. V. R. Vanin, P. Gouffon, O. Helene. *Tópicos Avançados em Tratamento Estatístico de Dados em Física Experimental, comunicação interna do LAL, IFUSP* (1998)
- [Ve93]. L. Venturini, V. R. Vanin. *Appl. Radiat. Isot.*, 44 (1993) 999
- [Vy91]. O. N. Vysotskij et al. *Conf. Minsk* 486 (1991). *Brookhaven Data Bank*.
- [Wa62]. J. T. Wallmark, S. Marcus. *Proceedings of the IRE*, 50 (1962) 286
- [Wa71]. A. H. Wapstra, N. B. Gove. *Nucl. Data Tables* 9 (1971) 265
- [Wa74]. H. Wanke. *Topics in Current Chemistry*, 44, p. 115. *Springer-Verlag, Berlin* (1974)
- [Wa76]. J. R. Walton, D. Heymann, A. Yaniv, D. Edgerley, M. W. Rowe. *J. Geophys. Res.* 81 (1976) 5689-5699
- [We40]. V. F. Weisskopf, D. H. Ewing. *Phys. Rev.* 50 (1940) 475
- V. F. Weisskopf. *Phys. Rev.* 57 (1940) 295
- V. F. Weisskopf, D. H. Ewing. *Phys. Rev.* 57 (1940) 472
- [We87]. H. I. West, R. G. Lanier, M. G. Mustafa. *Phys. Rev. C* 35 (1987) 2067-2076
- [Wi67]. I. R. Williams, C. B. Fulmer. *Phys. Rev.* 162 (1967) 1055-1061
- [Wi76]. R. L. Wilson, D. J. Frantsvog, A. R. Kunselman, C. Detraz, C. S. Zaidins. *Phys. Rev. C* 13 (1976) 97-983
- [Yo72]. Y. Yokoyama, R. Auger, R. Bibron, R. Chesselet, F. Guichard, C. Leger, H. Mabuchi, J. L. Reyss, J. Santo. *Proc. 3rd Lunar Science Conf., Geochim. Cosmochim. Acta, Suppl.* 3, vol. 2 (1972) p. 1733
- [Zi79]. J. F. Ziegler, W. A. Lanford. *Science* 206 (1979) 776
- [Zi85]. J. F. Ziegler, J. P. Biersack, U. Littmark. *The Stopping and Range of Ions in Solids. Vol. 1*, Pergamon Press, 1985
- [Zy78]. J. L. Zyskind, J. M. Davidson, M. T. Esat, M. H. Shapiro, R. H. Spear. *Nucl. Phys. A* 301 (1978) 179-188