Universidade de São Paulo
Instituto de Física

Estrutura Nuclear do ^{64}Cu

Paula Rangel Pestana Allegro

Dissertação de mestrado apresentada ao
Instituto de Física para a obtenção do
título de Mestre em Ciências

Orientador: Prof. Dr. Nilberto Heder Medina

Comissão Examinadora:

Prof. Dr. Nilberto Heder Medina (IFUSP)

Prof. Dr. Fernando Rodolfo Espinoza Quiñones (Unioeste)

Prof. Dr. Vito Roberto Vanin (IFUSP)

São Paulo
2008

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

Allegro, Paula Rangel Pestana

Estrutura Nuclear do ^{64}Cu - São Paulo - 2008

Dissertação – Universidade de São Paulo.
Instituto de Física. Departamento de Física Nuclear

Orientador: Prof. Dr. Nilberto Heder Medina
Área de Concentração: Física Nuclear

Unitermos: 1. Física Experimental; 2. Física Moderna;
3. Física Nuclear; 4. Estrutura Nuclear; 5. Modelo Nuclear

USP/IF/SBI-061/2008

Para Dennis.

*"[...] Que sei eu do que serei, eu que não sei o que sou?
Ser o que penso? Mas penso tanta coisa!
E há tantos que pensam ser a mesma coisa que não
[pode haver tantos!
Gênio? Neste momento
Cem mil cérebros se concebem em sonho gênios como eu,
E a história não marcará, quem sabe?, nem um. [...]"]*

Álvaro de Campos – Tabacaria

Agradecimentos

Ao meu orientador, Prof. Dr. Nilberto Heder Medina, por aceitar compartilhar comigo seu tempo e experiência para a realização deste trabalho.

À Prof.^a Dr.^a. Ewa Wanda Cybulska, pela ajuda prestada durante a redução de dados experimentais.

Ao Dennis Lozano Toufen, pelas discussões realizadas e pela amizade e companheirismo demonstrados.

Ao Prof. Dr. José Roberto Brandão de Oliveira (Zero), pelos esclarecimentos prestados que colaboraram na realização deste trabalho.

Aos Profs. Drs. Roberto Vicençotto Ribas, Wayne Allan Seale e aos colegas Marcilei Aparecida Guazelli da Silveira (Shila), Kenia Teodoro Wiedemann e Juan Antonio Alcántara-Núñez por terem contribuído na experiência de aquisição de dados.

Aos funcionários do laboratório Pelletron, onde este trabalho se realizou.

À Fundação de Amparo a Pesquisa do Estado de São Paulo (FAPESP) pelo apoio financeiro.

Resumo

Este trabalho tem como principal interesse o estudo das propriedades do núcleo ímpar-ímpar ^{64}Cu utilizando técnicas de espectroscopia de raios γ em linha. Para o estudo deste núcleo, foi realizada no acelerador Pelletron (Modelo 8-UD, tipo TANDEM) da Universidade de São Paulo a reação de fusão-evaporação $^{51}\text{V}(^{16}\text{O}, 2\text{pn})^{64}\text{Cu}$ com energia de feixe incidente igual a 70 MeV, utilizando-se um alvo de $4,4 \text{ mg/cm}^2$ de ^{51}V com um backing de $7,0 \text{ mg/cm}^2$ de Au. As medidas de coincidência das partículas carregadas evaporadas e da radiação gama foram feitas utilizando-se o espectrômetro de raios γ SACI-PERERE, composto por quatro detectores de GeHP com supressores Compton e 11 detectores $\Delta E-E$ de partículas carregadas.

Dez novas transições pertencentes ao núcleo ^{64}Cu e um novo estado excitado foram identificados, porém somente uma transição foi posicionada no esquema de níveis conhecido do ^{64}Cu devido principalmente à baixa estatística. Utilizando-se a técnica DCO (Correlações angulares de radiação γ emitida por estados orientados), determinou-se a multipolaridade de algumas transições pertencentes ao núcleo ^{64}Cu .

A descrição do núcleo ^{64}Cu foi feita através do Modelo de Camada em Larga Escala. Para previsões deste modelo, utilizou-se o código Antoine e as interações residuais GXPFI e fpg, desenvolvidas para as camadas pf e pfg, respectivamente. Os resultados obtidos com este modelo mostram que os estados excitados do núcleo ^{64}Cu podem ser descritos como excitações do tipo partícula-buraco e são caracterizados por funções de onda com alto grau de mistura de configurações.

Abstract

The main goal of this work is a study of the odd-odd nucleus ^{64}Cu using in-beam gamma-ray spectroscopy. For this study, the fusion-evaporation reaction $^{51}\text{V}(^{16}\text{O}, 2\text{pn})^{64}\text{Cu}$ at 70 MeV bombarding energy has been performed with the 8-UD Pelletron TANDEM accelerator of the Universidade de São Paulo. The target consisted of a 4.4 mg/cm^2 foil of ^{51}V with a 7.0 mg/cm^2 Au backing. Gamma-ray and evaporated charged particle coincidences were measured with the SACI-PERERE γ -ray spectrometer, composed of 4 Compton-suppressed GeHP and an ancillary system of 11 ΔE -E plastic phoswich scintillators.

Ten new γ -rays and a new excited state have been assigned to ^{64}Cu . Due to low statistics, only one transition could be placed in the known level scheme of ^{64}Cu . The gamma-ray multipolarities were determined using the Directional Correlations of γ -rays from Oriented States of Nuclei (DCO) technique.

The results were compared with Shell Model calculations using the Antoine code with the GXPFI and fpg effective interactions, developed for use in the pf shell and pfg shell, respectively. The results obtained with this model have shown that the ^{64}Cu excited states could be described by particle-hole excitations and these states are characterized by wave functions with configuration mixing.

Lista de Ilustrações

Figura 1.1: Energia do primeiro estado excitado (normalizado pela massa do núcleo) em função de (a) Z e (b) N.	13
Figura 2.1: Espectrômetro de raios γ Saci-Pererê.....	15
Figura 2.2: Esquema da montagem do sistema de detecção de raios γ na canalização 30A do Laboratório Pelletron.	17
Figura 2.3: Esquema da eletrônica do espectrômetro SACI-PERERE.	19
Figura 2.4: Pulso emitido pelo detector de partículas <i>Phoswich</i>	21
Figura 2.5: Parte do esquema da eletrônica de aquisição de dados que trata a coincidência temporal entre o detector de GeHP e o Supressor Compton.	22
Figura 2.6: Parte do esquema da eletrônica de aquisição de dados que trata a coincidência temporal entre dois raios gama detectados.	23
Figura 2.7: Espectros de raios γ emitidos pelas fontes de calibração: (a) ^{133}Ba , (b) ^{152}Eu e (c) ^{56}Co	27
Figura 2.8: Raio γ de energia igual a 3451 keV emitido pela fonte de ^{56}Co	28
Figura 2.9: Curva da incerteza estimada para a calibração em energia (keV) em função do canal.....	31
Figura 2.10: Histograma correspondente ao intervalo de tempo intrínseco de um detector de raios γ em relação a todos os outros detectores.	32
Figura 2.11: Histograma da diferença de tempo entre dois raios γ coincidentes.	33
Figura 2.12: Histograma da diferença de tempo entre o evento de coincidência γ - γ e as partículas carregadas.	34

Figura 2.13: Pontos experimentais e curva ajustada para determinação da eficiência dos detectores, utilizando-se as fontes radioativas ^{56}Co e ^{152}Eu	36
Figura 2.14: Faixa de validade da curva de eficiência ajustada segundo a equação 2.3.	37
Figura 2.15: Erro percentual da curva de eficiência média para a região de 100 a 4000 keV.	38
Figura 2.16: Histograma bi-paramétrico das energias depositadas na primeira parte do detector de partículas (ΔE) em função da energia residual depositada na segunda (E).	39
Figura 2.17: Eventos coincidentes com a multiplicidade de partículas Kp.....	40
Figura 3.1: Projeções da matriz $\gamma\text{--}\gamma\text{--}2p$, onde são mostradas transições em coincidência temporal com os raios γ com energia (a) 158,31 (7) keV e (b) 202,06 (9) keV.....	44
Figura 3.2: Espectro de raios γ em coincidência com a transição de 202,06 (9) keV, feito nas matrizes $\gamma\text{--}\gamma$ (a), $\gamma\text{--}\gamma\text{--}1p$ (b) e $\gamma\text{--}\gamma\text{--}2p$ (c).	47
Figura 3.3: Esquema de níveis obtido com este trabalho para o núcleo ^{64}Cu	48
Figura 3.4: Esquema de níveis confirmado do núcleo ^{63}Cu	49
Figura 3.5: (a) Espectros de raios γ em coincidência com a transição de energia 1376,86 (41) keV, (b) e (c) continuação do espectro de 1376,86 (41) keV (d) o pico de raios γ 1376,86 (41) keV em coincidência com a transição de energia 1596,44 (16) keV.	49
Figura 3.6: Espectro de raios γ em coincidência com a soma das transições 158,31 (7) keV e 202,06 (9) keV, evidenciando os raios γ pertencentes à seqüência I e algumas novas transições.	50
Figura 3.7: Espectro de raios γ em coincidência com a transição 277,39 (9) keV.	51
Figura 3.8: Espectros de raios γ em coincidência com a transição 478,50 (8) keV.	52
Figura 3.9: Espectros de raios γ em coincidência com as novas transições encontradas como pertencentes ao ^{64}Cu e que não foram posicionadas no esquema de níveis.	53

Figura 3.10: Espectro de raios γ em coincidência com a transição de 1017,96 (13) keV pertencente ao núcleo ^{64}Cu	56
Figura 3.11: Distribuição angular ($W(\theta)$) da radiação emitida por um núcleo residual em função do ângulo quando há uma direção preferencial para essa emissão.....	57
Figura 3.12: Razão DCO em função do grau de mistura multipolar δ , para transições correspondentes a $\Delta J=1$, calculada através do programa CORR.	61
Figura 4.1: (a) Resultado dos níveis de energia obtidos a partir do oscilador harmônico esférico, (b) incluindo-se a interação de l^2 , ocorre uma alteração na forma do potencial e há quebra de algumas degenerescências e (c) incluindo-se a interação spin-órbita, que reproduz os números mágicos.	66
Figura 5.1: Representação da ocupação da camada pf pelos núcleons de valência do núcleo ^{64}Cu	70
Figura 5.2: Crescimento da dimensão da matriz necessária para calcular os estados excitados do núcleo ^{64}Cu em função de NMC para pesos atribuídos aos orbitais $1f_{7/2}$, $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$ e $2p_{1/2}$ como sendo 0 1 1 1, respectivamente, e utilizando caroço inerte de ^{40}Ca	73
Figura 5.3: Resultados dos valores calculados de energia dos estados excitados para o núcleo ^{64}Cu com o aumento do valor de NMC e com valores de pesos atribuídos aos orbitais $1f_{7/2}$, $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$ e $2p_{1/2}$ iguais a 0 1 1 1, respectivamente, com as interações (a) GXPF1 e (b) fpg	74
Figura 5.4: Diferença quadrática em função de NMC para pesos atribuídos aos orbitais $1f_{7/2}$, $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$ e $2p_{1/2}$ como sendo 0 1 1 1, respectivamente, e utilizando caroço inerte de ^{40}Ca para as interações residuais (a) GXPF1 e (b) fpg	74
Figura 5.5: Crescimento da dimensão da matriz necessária para calcular os estados excitados do núcleo ^{64}Cu em função de NMC para pesos atribuídos aos orbitais $1f_{7/2}$, $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$ e $2p_{1/2}$ como sendo 0 2 3 3, respectivamente, e utilizando caroço inerte de ^{40}Ca	76

Figura 5.6: Diferença quadrática em função de NMC para pesos atribuídos aos orbitais $1f_{7/2}$, $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$ e $2p_{1/2}$ como sendo 0 2 3 3, respectivamente, e utilizando caroço inerte de ^{40}Ca para as interações residuais (a) GXPF1 e (b) fp_g .	76
Figura 5.7: Comparação entre os valores calculados utilizando o código Antoine e as interações (a) GXPF1 e (b) fp_g com os valores experimentais dos níveis de energia para dois valores diferentes de pesos atribuídos aos orbitais $1f_{7/2}$, $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$ e $2p_{1/2}$.	77
Figura 5.8: Valores da diferença quadrática das energias dos estados nucleares experimentais e teóricos obtidos quando se varia o erro de precisão do cálculo numérico para as interações (a) GXPF1 e (b) fp_g .	79
Figura 5.9: Comparação dos resultados dos níveis de energia (em keV) previstos com o Modelo de Camadas utilizando a interação residual GXPF1 e caroço inerte ^{48}Ca com os resultados experimentais.	80
Figura 5.10: Comparação dos resultados previstos com o Modelo de Camadas utilizando a interação residual GXPF1 e caroço inerte ^{40}Ca com os resultados experimentais.	82
Figura 5.11: Comparação dos resultados dos níveis de energia previstos com o Modelo de Camadas utilizando a interação residual fp_g e caroço inerte ^{48}Ca com os resultados experimentais.	84
Figura 5.12: Comparação dos resultados dos níveis de energia previstos com o Modelo de Camadas utilizando a interação residual fp_g e caroço inerte ^{40}Ca com os resultados experimentais.	85

Sumário

1. Introdução	12
2. Procedimento Experimental	15
2.1 - Arranjo Experimental	15
2.2 - Eletrônica de Aquisição de Dados.....	18
<i>1º circuito analógico: Aquisição da energia do raio γ incidente nos detectores de GeHP</i>	<i>20</i>
<i>2º circuito analógico: Obtenção das energias depositadas pelas partículas carregadas nos cintiladores ΔE e E do detector Phoswich</i>	<i>20</i>
<i>1º circuito lógico: Verificação das coincidências temporais entre os detectores de GeHP e seus respectivos supressores Compton e entre dois raios γ.</i>	<i>22</i>
<i>2º Circuito Lógico: Verificação de coincidência temporal entre dois raios γ e uma partícula carregada</i>	<i>24</i>
2.3 - Calibração em Energia	26
2.4 - Calibração em Tempo	31
2.5 - Eficiência dos detectores de GeHP	34
2.6 - Construção das regiões de partículas α e de prótons (bananas) nos histogramas bi-paramétricos ΔE - E	38
<i>Parâmetro K_p - Multiplicidade de Partículas</i>	<i>39</i>
2.7 - Construção das matrizes de coincidência γ - γ e γ - γ -partícula	41
3. Resultados Experimentais	43
3.1 - Esquema de Níveis	43

3.2 - Determinação dos Momentos Angulares dos Estados Excitados Através da Técnica de Correlações Direcionadas de Radiação γ Emitida Por Estados Orientados (DCO)	56
4. Modelo Teórico	64
5. Resultados Teóricos	69
5.1 Dependência dos resultados com o número de núcleons a serem excitados para outro orbital	71
5.2 - Dependência dos resultados com o peso atribuído aos orbitais de valência	75
5.3 - Dependência dos resultados com o erro de precisão do cálculo numérico.	78
5.4 - Cálculo do núcleo ^{64}Cu	79
<i>Interação GXPF1 considerando como caroço inerte o núcleo ^{48}Ca</i>	80
<i>Interação GXPF1 considerando como caroço inerte o núcleo ^{40}Ca</i>	82
<i>Interação fpg considerando como caroço inerte o núcleo ^{48}Ca</i>	83
<i>Interação fpg considerando como caroço inerte o núcleo ^{40}Ca</i>	85
<i>Comparação dos resultados</i>	87
6. Conclusões	88
Referências	91

1. Introdução

Desde a descoberta do núcleo por Rutherford, em 1911 (KRANE, 1988), vários estudos têm sido feitos para tentar explicar sua estrutura. Com o surgimento dos aceleradores de partículas na década de 30 (ACCELERATORS, 2008), reações nucleares têm sido feitas até os dias atuais para o estudo das propriedades nucleares. Características importantes dos núcleos, como estados excitados, spins nucleares, propriedades eletromagnéticas de suas transições, tempo de decaimento e forma nuclear têm sido determinadas experimentalmente com cada vez mais precisão com o surgimento de detectores mais precisos e de técnicas aprimoradas. Descrever teoricamente o comportamento nuclear é um desafio que continua presente até os dias atuais, como visto em: OTSUKA (2008), QI (2008), SHEIKH (2008), ZOU (2008) e CAURIER (2007), já que ainda não se conhece precisamente o comportamento do potencial nuclear.

Durante o estudo dos núcleos, algumas evidências experimentais chamaram a atenção dos pesquisadores: a abundância de elementos químicos na natureza ocorre com mais frequência para determinados valores de Z e N (MAYER, 1948) e, ao se medir a energia necessária para excitar um núcleo para seu primeiro estado excitado, notou-se que esta é maior para determinados valores de Z ou N (WONG, 1998), como mostra a figura 1.1. Estes valores de Z e N (2, 8, 20, 28, 50, 82 e 126) ficaram conhecidos como números mágicos. Tentativas para explicar estes números foram feitas (BARTON, 1930 e RACAH, 1932), até que com Mayer (MAYER, 1949) e Haxel, Jensen e Suess (HAXEL, 1949), em 1949, estes números foram reproduzidos através de um modelo de camadas nuclear considerando um potencial médio no qual os núcleons podem se mover independentemente, com a inclusão de uma forte interação spin-órbita. A idéia de um modelo de camadas nuclear surgiu ao se

comparar a estabilidade de núcleos com N e/ou Z mágicos com átomos cujos elétrons ocupam orbitais fechados, numa analogia ao átomo de Bohr, porém com ocupação de camadas diferentes (JOHNSON, 2004). Com este modelo é possível explicar porque é necessário mais energia para excitar núcleos com Z e/ou N mágicos, já que os números mágicos indicam que prótons e nêutrons ocupam camadas fechadas.

Figura 1.1: Energia do primeiro estado excitado (normalizado pela massa do núcleo) em função de (a) Z e (b) N. Estes gráficos foram construídos a partir de dados experimentais obtidos em (ENSDF, 2008).

Os anos passaram e melhorias no modelo foram feitas. A descrição de partículas independentes deu a base para a descrição de comportamentos mais complexos, como mistura de configurações e amplos espaços de valência (CAURIER, 2005). Mas, devido ao fato do núcleo ser um sistema de muitos corpos, não é possível conhecer exatamente sua solução. Isto se deve também ao fato do potencial nuclear ainda não ser totalmente conhecido. Aproximações devem ser feitas e respostas só podem ser obtidas através de cálculos numéricos levando-se em conta o que já é conhecido (BRUSSAARD, 1977).

Para ajustar estas aproximações e melhorar os cálculos numéricos, cada vez mais precisos com o avanço tecnológico, assim como fornecer mais dados sobre o comportamento dos núcleos e do potencial nuclear, dados experimentais sobre diversos núcleos, muitos

afastados da linha de estabilidade, foram tomados e analisados por diversos pesquisadores como: DRACOU LIS (2008), FORNAL (2008), HOTELING (2008), JUNGCLAUS (2008), LOTAY (2008), RAY (2008) e SOHLER (2008), tentando interpretar dados experimentais de núcleos afastados da linha de estabilidade. É neste contexto que este trabalho está inserido.

O núcleo ímpar-ímpar ^{64}Cu , aqui estudado experimentalmente através da reação de fusão-evaporação $^{51}\text{V}(^{16}\text{O}, 2\text{pn})$ com energia de feixe de 70MeV, foi previamente estudado a partir de reações nucleares induzidas por prótons e partículas alfa, como em BASS (1970), BLECK (1972), GREEN (1976), WHITE (1976) e BASAK (1997). Os núcleos duplamente ímpares são sistemas de muitos corpos apropriados para o teste da interação próton-nêutron e as suas conseqüências na estrutura nuclear. Explorar experimentalmente esses núcleos, com muitos núcleons fora da camada fechada, permite fornecer parâmetros para testar os limites do Modelo de Camadas.

Resultados preliminares deste estudo foram apresentados no VII Latin American Symposium on Nuclear Physics and Applications (MEDINA, 2007) e na XXX Reunião de Trabalho sobre Física Nuclear no Brasil (ALLEGRO, 2008).

No segundo capítulo desta dissertação são descritos o arranjo experimental e o método utilizado para a redução dos dados experimentais.

No terceiro capítulo são apresentados a análise de dados e os resultados experimentais.

No capítulo 4 é apresentado o Modelo de Camadas em Larga Escala e a necessidade de um código computacional para a resolução do problema e as suas limitações.

No capítulo 5 são descritos os cálculos teóricos para descrição e interpretação dos estados excitados do núcleo ^{64}Cu , sendo seguido pela conclusão deste trabalho (capítulo 6) e referências.

2. Procedimento Experimental

2.1 - Arranjo Experimental

O estudo do núcleo ímpar-ímpar ^{64}Cu foi realizado utilizando-se o canal secundário 2pn da reação de fusão-evaporação $^{51}\text{V}(^{16}\text{O}, \text{xpyzn}\alpha)$ com energia de feixe de 70 MeV, realizada no acelerador eletrostático Pelletron (Modelo 8-UD, tipo TANDEM) do Instituto de Física da Universidade de São Paulo. O alvo utilizado foi uma folha de $4,4 \text{ mg/cm}^2$ de ^{51}V evaporado sobre um *backing* de $7,0 \text{ mg/cm}^2$ de espessura de ^{197}Au para freamento dos núcleos residuais produzidos pela reação.

Para a medida dos produtos desta reação, utilizou-se o espectrômetro de raios γ SACI-PERERE (Sistema Ancilar de Cintiladores – Pequeno Espectrômetro de Radiação Eletromagnética com Rejeição de Espalhamento) (ALCÁNTARA-NÚÑEZ, 1999 e 2003-1), que detecta tanto as partículas evaporadas (SACI) quanto os raios γ emitidos numa reação de fusão-evaporação (PERERE). Este sistema pode ser visto na figura 2.1.

Figura 2.1: Espectrômetro de raios γ Saci-Pererê: (a) vista interna da câmara de detecção de partículas, juntamente com os 11 detectores *Phoswich* (SILVEIRA, 2004) e (b) vista externa da câmara de detecção acompanhada dos 4 detectores de GeHP com supressores Compton.

A parte do espectrômetro denominada SACI é composta por uma câmara em forma de poliedro semi-regular e por 11 detectores plásticos cintiladores, do tipo *Phoswich* (“*phosphor sandwich*”), posicionados em 3 ângulos de detecção em relação à direção do feixe: um detector posicionado a 0° , 5 detectores a 63° e 5 a 117° . Esses detectores são compostos pela combinação de dois cintiladores plásticos: um do tipo BC-400 de 0,1 mm de espessura, com tempo de decaimento rápido (2,4 ns), chamado de ΔE , e outro do tipo BC-444 de 10 mm de espessura, com tempo de decaimento lento (264ns), chamado de E.

O alvo de ^{51}V é colocado no centro da câmara, alinhado com a direção do feixe. Este centro fica a 17 mm da face dos detectores *Phoswich* e a 90 mm dos detectores de germânio hiperpuro (*GeHP*). O feixe incidente de ^{16}O é parado por um anteparo de tântalo colocado atrás do alvo, a 15 mm de distância.

Já a parte denominada PERERE é composta por quatro detectores de germânio hiperpuro (*GeHP*), sendo dois de marca Canberra com eficiência de 60% (em relação a um detector de NaI(Tl) de dimensões 3” x 3”) e dois de marca Ortec com eficiência de 20%. Cada detector de *GeHP* possui um supressor Compton de BGO (Germanato de Bismuto: $\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$). Os conjuntos compostos pelo detector e supressor Compton são colocados em dois ângulos em relação à linha do feixe: 37° e 101° . Devido à geometria da câmara de detecção e da posição dos detectores de partícula, não é possível colocar os quatro conjuntos no plano horizontal (plano que engloba a linha do feixe). Os dois detectores Canberra se encontram neste plano, porém os detectores Ortec encontram-se a $20,9^\circ$ (e a 37° em relação à linha do feixe) e a $35,3^\circ$ (e a 101° em relação à linha do feixe) em relação ao plano horizontal. A figura 2.2 mostra um esquema do posicionamento dos quatro conjuntos em relação à linha de feixe (vista de cima) e o posicionamento de um dos detectores Ortec em relação ao plano horizontal (vista lateral).

Figura 2.2: Esquema da montagem do sistema de detecção de raios γ na canalização 30A do Laboratório Pelletron. A vista de cima mostra o posicionamento dos conjuntos de detectores de GeHP e supressor Compton em relação à linha de incidência do feixe e a vista lateral mostra o posicionamento de um dos detectores Ortec em relação ao plano composto pela linha do feixe incidente (ALCÁNTARA-NÚÑEZ, 1999).

Nesta experiência obteve-se cerca de 60 milhões de eventos $\gamma\gamma$ em coincidência, sendo que 22% deles apresentavam informação de partícula carregada. Foram obtidos cerca de 7,5 milhões de eventos em coincidência com 1 próton e cerca de 1 milhão de eventos em coincidência com 2 prótons (canal de reação do ^{64}Cu).

2.2 - Eletrônica de Aquisição de Dados

Através da eletrônica de aquisição (ALCÁNTARA-NÚÑEZ, 2003-2) é possível selecionar as informações geradas pelos detectores de GeHP e de partículas (*Phoswich*) e pelos supressores Compton (SC) em eventos de coincidência γ - γ e γ - γ -partícula. A coincidência γ - γ refere-se ao evento em que dois raios γ chegaram juntos dentro de um intervalo de tempo arbitrário e a coincidência γ - γ -partícula refere-se à chegada desses dois raios γ e pelo menos uma partícula nos detectores *Phoswich*.

Para selecionar estes eventos, é preciso tratar os sinais enviados pelo sistema. Estes sinais são pulsos de tensão que contém informações sobre a energia de um raio γ incidente nos detectores de GeHP (ou nos supressores Compton) ou a energia de uma partícula incidente nos detectores *Phoswich*. Este tratamento inclui determinar se a chegada de raios γ ou de partículas se deu num mesmo intervalo de tempo atribuído na eletrônica de aquisição. Se um raio γ é produzido por efeito Compton e é detectado simultaneamente no detector de GeHP e no seu respectivo supressor Compton, este evento é vetado pelo sistema lógico da eletrônica de aquisição, pois é de interesse detectar apenas raios γ que interagem por efeito Fotoelétrico nos detectores de GeHP, uma vez que estes raios gama trazem toda a informação sobre a energia depositada nos detectores, necessária para o estudo de estruturas nucleares.

Depois da supressão de eventos provenientes de processos de espalhamento Compton, deseja-se saber se, dos raios γ detectados nos detectores de GeHP, há pelo menos dois em coincidência temporal. Se esta coincidência ocorrer, o evento será armazenado e é também verificado se houve coincidência com partículas carregadas detectadas.

Para compreender melhor a eletrônica de aquisição, vista na figura 2.3, esta será dividida em 4 partes: 2 partes que tratam do sinal analógico emitido pelos elementos do sistema e 2 que verificam logicamente as coincidências temporais.

Figura 2.3: Esquema da eletrônica do espectrômetro SACI-PERERE (ALCÁNTARA-NÚÑEZ, 2003-2, modificado).

1º circuito analógico: Aquisição da energia do raio γ incidente nos detectores de GeHP

O sinal emitido pelo pré-amplificador interno do detector de GeHP é um sinal de tensão onde a energia do raio γ incidente no detector é proporcional à altura do pulso (KNOLL, 1989). Este pulso é amplificado por um amplificador linear (LA). Com isso, é possível utilizar um conversor analógico-digital (ADC) para converter este sinal analógico em digital. A conversão dos sinais de cada detector de GeHP pelos ADCs só ocorre quando existe o sinal de “GAI” (gate input)¹ no módulo FERA Driver da interface de aquisição e controle Computer Automated Measurement and Control - CAMAC (CAMAC, 1973) .

O processo de amplificação do pulso demora aproximadamente 3 μs , dando tempo para que seja feita uma eletrônica de coincidência temporal entre os eventos (cerca de centenas de ns).

2º circuito analógico: Obtenção das energias depositadas pelas partículas carregadas nos cintiladores ΔE e E do detector Phoswich.

O sinal que é emitido por um detector *Phoswich*, visto na figura 2.4, é composto por uma parte rápida (energia depositada na região ΔE) e por uma parte lenta (energia depositada na região E). A essas partes é possível atribuir janelas de tempo diferenciadas (30ns e 200ns, respectivamente) através da eletrônica de coincidência, permitindo assim sua distinção.

¹ Este sinal indica a chegada de um evento.

Figura 2.4: Pulso emitido pelo detector de partículas *Phoswich*, sendo que a parte rápida do pulso refere-se à energia depositada na região ΔE e a parte lenta à energia depositada na região E . As janelas de 30ns e 200ns indicam aos QDCs o tempo de conversão de cada região. (ALCÁNTARA-NÚÑEZ, 1999).

Este sinal ingressa inicialmente em um módulo Linear Fan-in/ Fan-out (LIN FI/FO), onde são gerados como saída dois pulsos iguais ao de entrada. Um destes pulsos sofre um atraso da ordem de 30 ns, feito por meio de cabos coaxiais. Ao final deste atraso, o pulso é dividido em dois por um *splitter*, resultando em dois sinais atenuados por um fator $\frac{1}{2}$. Um destes sinais é adquirido por um *Charge Analog-to-Digital Converter* (QDCA), que irá converter a parte rápida do sinal, referente à região ΔE . O segundo sinal passa por um novo *splitter* de atenuação $\frac{1}{2}$, sendo adquirido por um *Charge ADC with Gates* (QDCW), que converte a parte lenta do sinal, referente à região E .

Esta parte da eletrônica é muito rápida, já que o tempo de subida do sinal do detector *Phoswich* é em torno de 5 ns (o sinal dos detectores de GeHP tem tempo de subida em torno de 100-150 ns). A diferença de tempo entre os detectores de GeHP e *Phoswich* resulta na necessidade de ou se atrasar o pulso referente às partículas por cabos coaxiais, o que é proibitivo pela quantidade de cabos necessária, ou em uma eletrônica que converta os sinais de energia ΔE - E antes de verificar se houve uma coincidência γ - γ . O atraso de 30 ns que o sinal sofre antes de ser adquirido, na verdade, permite apenas informar ao sistema que uma

partícula foi detectada e que deve ser iniciada a conversão deste sinal pelos QDCs, que dependem da informação das janelas de tempo para converter os sinais das regiões ΔE e E .

1º circuito lógico: Verificação das coincidências temporais entre os detectores de GeHP e seus respectivos supressores Compton e entre dois raios γ .

A primeira parte do 1º circuito lógico, visto em destaque na figura 2.5, faz a coincidência temporal entre o sinal um raio γ processado pela eletrônica associada ao detector de GeHP e o seu respectivo supressor Compton (SC). Os sinais gerados pelo detector de GeHP e pelo supressor Compton são inicialmente amplificados por um pré-amplificador, sendo que, no caso dos detectores de GeHP, este processo é interno. Em seguida, estes sinais são novamente amplificados por um *Time Filter Amplifier* (TFA), sendo que possíveis ruídos nos sinais também são atenuados por este módulo e então são convertidos em pulsos lógicos por um *Constant Fraction Discriminator* (CFD). Ambos os pulsos são atrasados por *Gate and Delay Generators* (GGs) para que cheguem ao mesmo tempo ao módulo de coincidência AND 1. Se não houver coincidência temporal, isto é, coincidência entre os sinais provenientes do detector de GeHP e do supressor Compton, o módulo AND 1 emitirá um sinal de saída, indicando que o evento adquirido é válido.

Figura 2.5: Parte do esquema da eletrônica de aquisição de dados que trata a coincidência temporal entre o detector de GeHP e o Supressor Compton.

A segunda parte deste circuito lógico, visto em destaque na figura 2.6, faz a coincidência γ - γ . O pulso lógico emitido pelo módulo AND 1 passa por um novo *Gate and Delay Generator*, onde é atrasado e alargado em tempo (~ 200 ns). É esta largura que indica o intervalo em que pode ocorrer uma coincidência temporal entre 2 raios γ . Deste *Gate and Delay Generator* obtém-se três saídas: uma que entra em um contador, que é usado como uma indicação da taxa de contagens dos detectores de GeHP durante a experiência, outra que é atrasada por um novo *Gate and Delay Generator*, e que irá dar o sinal de “stop” na contagem de tempo realizada por um *Time-to-Digital Converter* (TDC) e a terceira saída ingressa em um *4-Fold Logic Unit* (LU), ajustando-se a função de coincidência no nível de pelo menos dois sinais sobrepostos em tempo, isto é, só existirá saída se houver pelo menos dois raios γ , provenientes de dois detectores, em coincidência temporal (esta coincidência será referida como coincidência γ - γ). Os circuitos descritos nestas duas partes desta seção repetem-se para cada detector até a entrada no módulo *4-Fold Logic Unit*, onde a coincidência γ - γ é feita.

Figura 2.6: Parte do esquema da eletrônica de aquisição de dados que trata a coincidência temporal entre dois raios gama detectados.

O módulo *4-Fold Logic Unit* possui três saídas: uma irá dar o sinal de “start” na contagem de tempo do *Time-to-Digital Converter*, indicando que houve uma coincidência γ - γ ; outra saída, após ser atrasada por um *Gate and Delay Generator*, entra em um *Logic Fan-in/*

Fan-out (LOG FI/FO), que equivale a uma porta lógica “OR” com múltiplas entradas e saídas. Deste módulo obtém-se um sinal indicador de ocorrência de evento que vai para o Event Handler² e um sinal de GAI para o módulo FERA Driver, que indica ao CAMAC o início da conversão dos dados. A terceira saída do módulo *4-Fold Logic Unit* entra em um novo módulo de coincidência (AND E_γ -p), que verifica se no evento houve partículas em coincidência com o par de raios gama incidente. Este módulo AND E_γ -p será descrito na seção do 2º circuito lógico.

2º Circuito Lógico: Verificação de coincidência temporal entre dois raios γ e uma partícula carregada

O sinal duplicado pelo *Linear Fan-in/ Fan-out* (descrito no 2º circuito analógico), entra em um *Timing Filter Discriminator* (TFD), que tem como função enviar um sinal lógico em sua saída se o sinal analógico de entrada for maior do que um valor mínimo, dado pela linha de *threshold*. É necessário então que exista uma eletrônica de 2º circuito lógico para tratar o sinal lógico emitido pelo *Timing Filter Discriminator* quando há detecção de partículas carregadas para cada um dos 11 detectores *Phoswich*.

O sinal enviado pelo *Timing Filter Discriminator* entra em um *Logic Fan-in/ Fan-out*, que indicará que pelo menos uma partícula incidiu em um dos 11 detectores. Este sinal vai para um módulo de coincidência AND 2, onde só há aquisição do sinal se o sistema estiver

² O módulo Event Handler indica ao sistema de aquisição que um evento está sendo convertido ao emitir um sinal de saída, chamado BUSY à parte lógica do sistema de aquisição de partículas (2º circuito lógico), não permitindo que outra partícula seja convertida enquanto o evento não terminar. Este módulo, programável pelo operador, é também o responsável por dizer ao CAMAC quais módulos ele deve verificar para adquirir dados.

desocupado. A indicação de ocupação do sistema (sinal de veto) vem da própria eletrônica de aquisição do SACI-PERERE (vide figura 2.3).

Do módulo AND 2 obtemos cinco saídas: uma que indica o sinal de início de conversão da parte rápida do sinal de partículas (GR) para o QDCA; outra que indica o sinal de início de conversão da parte lenta do sinal de partículas (GL) para o QDCW após sofrer um atraso através de um *Gate and Delay Generator*; a terceira saída, após ser atrasada por um novo *Gate and Delay Generator*, entra no módulo de coincidência AND $E_{\gamma-p}$, que verificará se existe coincidência $\gamma-\gamma$. Se esta coincidência existir, então será adquirido o tempo de chegada da partícula (*stop γ/p no Time-to-Digital Converter*); a quarta saída irá para outro módulo de coincidência AND 3, que indicará, se não houver coincidência $\gamma-\gamma$, que os QDCs devem parar de converter as energias das partículas e descartar essa informação (sinal de CLEAR) e a última saída vai para um *Logic Fan-in/ Fan-out* que, junto com os sinais de BUSY e de coincidência $\gamma-\gamma$, dará um sinal de veto no módulo lógico AND 2, indicando que o sistema está ocupado, impedindo a aquisição de novas partículas enquanto a conversão do evento não for encerrada.

Para controlar a aquisição de dados e armazenar os eventos em disco rígido de um microcomputador no chamado modo fila, utilizou-se o sistema de aquisição de dados SPM-linux do laboratório Pelletron (RIBAS, 2002). Os eventos foram armazenados por períodos de aproximadamente 6 horas (chamados de RUNs) e cada um destes eventos contém as seguintes informações: início de evento, energia dos detectores *Phoswich* E e ΔE (se houver), energia dos GeHP, diferença de tempo entre qualquer dos GeHP e a coincidência $\gamma-\gamma$ e a diferença de tempo entre a coincidência $\gamma-\gamma$ -partícula e o final do evento.

2.3 - Calibração em Energia

A partir do arquivo contendo os eventos adquiridos, foi possível histogramá-los através da utilização do programa SCAN (MILNER, 1987). Inicialmente, todos os eventos adquiridos para os detectores de GeHP são histogramados na forma de espectros de contagens x canal, onde o canal está relacionado com a altura do pulso de tensão, que por sua vez está relacionado com a energia do raio γ detectado, convertido pelo ADC. A placa de aquisição é composta de 4096 canais, sendo possível ajustar o ganho dos amplificadores de sinal de tensão referente à energia dos detectores de GeHP para que todo o espectro de energia (de 50 a 4000 keV) seja contido nesses canais. Contudo, a informação que se necessita conhecer é a relação de contagens x energia para cada detector na configuração do experimento. Para determinar esta relação, calibrou-se os espectros de contagens x canal com fontes de calibração de raios γ bem conhecidas, colocadas na mesma posição e orientação do alvo (posição em que houve a emissão dos raios γ na reação de fusão-evaporação), para se ter a mesma absorção e geometria de detecção.

Neste trabalho foram utilizadas as fontes de calibração de: ^{133}Ba , ^{152}Eu e ^{56}Co (LEDERER, 1978). A fonte de ^{133}Ba emite raios γ em baixas energias (50 a 350 keV). Já a fonte de ^{152}Eu emite raios γ com energias entre 0,1 e 1,4 MeV e a fonte de ^{56}Co emite fótons na região de 0,8 a 3,5 MeV. Com estas três fontes é possível cobrir a região de energia de interesse e calibrar em energia todos os espectros obtidos para os detectores de GeHP e determinar suas curvas de eficiência.

Para realizar a calibração em energia, adquiriu-se o espectro de cada fonte de calibração com os mesmos valores de ganho dos amplificadores utilizados na experiência (ver figura 2.7). Em seguida, utilizando-se o programa DAMM (MILNER, 1987), determinou-se a área e o centróide de cada pico de raios γ presente no espectro de cada fonte através de um

ajuste gaussiano com caudas exponenciais (ver figura 2.8). Este ajuste com caudas exponenciais é necessário uma vez que os picos de raios γ detectados possuem uma pequena deformação nas laterais. A deformação na lateral esquerda do pico é resultante de problemas de má coleção de carga no cristal de Ge, em geral devido a danos por nêutrons ou por problemas de pólo zero (KNOLL, 1989).

Figura 2.7: Espectros de raios γ emitidos pelas fontes de calibração: (a) ^{133}Ba , (b) ^{152}Eu e (c) ^{56}Co .

Figura 2.8: Raio γ de energia igual a 3451 keV emitido pela fonte de ^{56}Co . A área e o centróide (em verde) foram obtidos através de um ajuste gaussiano com cauda exponencial (em vermelho). A linha azul marca o fundo estatístico subtraído no ajuste.

Com os valores dos canais dos centróides obtidos para cada raio γ de referência do conjunto de fontes, foi possível determinar, para cada detector, a função que transforma canal em energia, dada pelo polinômio:

$$\text{Energia} = a + b \cdot (\text{canal do centróide}) + c \cdot (\text{canal do centróide})^2 \quad (\text{Equação 2.1})$$

Na determinação dos parâmetros do polinômio foi utilizado o Método dos Mínimos Quadrados (HELENE, 1991). Os valores obtidos para os coeficientes do polinômio ajustado para cada detector podem ser vistos na tabela 2.1.

Tabela 2.1 - Valores dos coeficientes do polinômio ajustado que permite transformar canal em energia, de acordo com a equação 2.1.

Detector	a (keV)	b (keV/canal)	c (10^{-7} keV/canal ²)
1	18,70 (2)	1,00340(4)	9,60 (12)
2	20,33 (2)	1,00229 (4)	3,16 (14)
3	18,13 (2)	1,00205 (5)	-1,38 (17)
4	18,74 (3)	0,99053 (5)	2,59 (17)

A função obtida é aplicada aos espectros de cada detector em cada RUN adquirido. Porém, houve pequenas flutuações na posição dos centróides de cada pico de raios γ durante a tomada de dados, devido às alterações no ganho do amplificador, causadas principalmente por variações de temperatura e por variações na taxa de contagens. Para contornar este problema, foi feito um ajuste posterior a partir dos espectros corrigidos pela calibração com as fontes de ^{133}Ba , ^{152}Eu e ^{56}Co . Neste novo ajuste, fez-se uma correção dos deslocamentos a partir de picos de raios γ conhecidos de alguns núcleos populados nesta reação. Esta correção realoca cada raio γ de mesma energia no mesmo canal e é feita para cada um dos espectros correspondentes aos quatro detectores GeHP em cada RUN. Neste experimento, utilizou-se os valores das três transições mais intensas conhecidas do núcleo ^{64}Zn e uma das transições mais intensas do próprio ^{64}Cu (vide tabela 2.2). Esta realocação é feita de maneira semi-automática através do programa Xtrackn, pertencente ao pacote GASPware (BAZZACCO, 1997). Com isso, foi possível obter os coeficientes finais da calibração em energia dependendo dos RUNs e de cada detector e, conseqüentemente, foi possível somar todos os RUNs adquiridos para formar um único conjunto de dados proveniente desta reação.

Tabela 2.2 - Alguns raios γ pertencentes a dois núcleos produzidos na reação $^{16}\text{O}+^{51}\text{V}$, cujas energias estão compiladas em (ENSDF, 2008).

Energia do raio gama (keV)	Núcleo a qual pertence
212,388 (10)	^{64}Cu
641,48 (5)	^{64}Zn
991,56 (5)	^{64}Zn
1686,60 (6)	^{64}Zn

A recalibração realizada no programa Xtrackn é feita de forma a levar em conta não somente os valores fornecidos de energia (tabela 2.2) como também a largura dos picos, ajustando-se simultaneamente cada pico de raios γ . O resultado deste ajuste é mostrado ao

usuário, que decide se o ajuste é aceito ou não. Com isso, obtém-se uma nova reta de calibração, que irá alterar somente os coeficientes a e b da calibração em energia obtida com as fontes padrão. O coeficiente c é mantido da calibração com as fontes.

Para estimar a máxima incerteza no valor final da energia proveniente desta calibração, é necessário estimar uma incerteza para os coeficientes a e b. Para tanto, determinou-se inicialmente o módulo da maior diferença entre os resultados dos coeficientes da recalibração e os coeficientes provenientes da calibração com fontes (tabela 2.1) para cada detector. Supondo que cerca de 3% desta diferença corresponda ao erro do novo ajuste³, pode-se obter um valor final para a incerteza dos coeficientes a e b para todos os detectores em todos os RUNs ao compor esta incerteza com a obtida para os mesmos coeficientes na curva de calibração com fontes. A diferença máxima entre os coeficientes da recalibração e de calibração com fontes, 3% do valor desta diferença e o valor da incerteza composta para os coeficientes a e b cada detector podem ser vistos na tabela 2.3.

Tabela 2.3 - Valores máximos do módulo da diferença entre os coeficientes da recalibração e as calibrações com fontes (valores da tabela 2.1) para os coeficientes a e b de cada detector, sendo que 3% desta diferença corresponde ao erro do novo ajuste. Os valores finais da incerteza, compostos pela soma dos 3% e pela incerteza da calibração com fonte também podem ser vistos.

	Detector 1		Detector 2		Detector 3		Detector 4	
	a (keV)	b (keV/canal)	a (keV)	b (keV/canal)	a (keV)	b (keV/canal)	a (keV)	b (keV/canal)
Diferença máxima entre os coeficientes	1,63	$7,9 \times 10^{-4}$	1,86	$1,9 \times 10^{-3}$	1,41	$5,1 \times 10^{-4}$	1,61	$1,1 \times 10^{-3}$
3% da diferença máxima	$4,9 \times 10^{-2}$	$2,4 \times 10^{-5}$	$5,6 \times 10^{-2}$	$5,8 \times 10^{-5}$	$4,2 \times 10^{-2}$	$1,5 \times 10^{-5}$	$4,8 \times 10^{-2}$	$3,3 \times 10^{-5}$
Incerteza final dos coeficientes	$5,3 \times 10^{-2}$	$4,7 \times 10^{-5}$	$5,9 \times 10^{-2}$	$7,0 \times 10^{-5}$	$4,7 \times 10^{-2}$	$5,2 \times 10^{-5}$	$5,7 \times 10^{-2}$	$6,0 \times 10^{-5}$

³ Este valor foi determinado observando-se os ajustes simultâneos dos picos referentes aos raios γ da tabela 2.2, sendo esta variação de 3% a máxima que ainda ajusta estes picos.

Percebe-se na tabela 2.3 que o detector 2 é o que possui maior incerteza nos coeficientes a e b. Por isso, adotou-se estes valores como o máximo valor que a incerteza da recalibração pode ter para os coeficientes a e b.

Observando-se a equação 2.1, nota-se que a incerteza da energia depende do valor do centróide. Porém, no caso de se calibrar o espectro original, em lugar do centróide utiliza-se o valor do canal do histograma, o qual não possui incerteza. Assim, na calibração final do espectro, obtém-se uma curva de incerteza na calibração em energia que depende somente das incertezas dos coeficientes a b e c (ver figura 2.9). Esta curva será utilizada mais tarde para compor a incerteza final das energias dos raios gama do núcleo ^{64}Cu .

Figura 2.9: Curva da incerteza estimada para a calibração em energia (keV) em função do canal.

2.4 - Calibração em Tempo

O sistema de detecção de partículas e de raios γ adquire tempos intrínsecos, isto é, adquire o intervalo de tempo entre a chegada do sinal (pulso) de dois detectores de raios γ a partir do início do evento. Este histograma, visto na figura 2.10, é composto de um pico de

auto-coincidência e contagens antes deste pico, que correspondem às diferenças em tempo entre dois detectores.

Figura 2.10: Histograma correspondente ao intervalo de tempo intrínseco de um detector de raios γ em relação a todos os outros detectores.

Na parte da eletrônica do SACI PERERE que trata da coincidência temporal, vista na figura 2.6, vê-se que o início da contagem dos tempos é dado quando chega a informação da existência de um segundo raio gama no módulo *4-Fold Logic Unit* (LU), que fornece o sinal de *start* para o *Time-to-Digital Converter* (TDC). A informação de detecção de dois raios γ pelos detectores é duplicada sendo que, além de serem fornecidos ao módulo LU, estes sinais são atrasados por dois *Gate and Delay Generators* (GG) até fornecer ao TDC o sinal de *stop*, confirmando o fim do evento. Como o segundo raio γ é o responsável por dar o início na contagem dos tempos, o intervalo de tempo para parar a contagem de tempo no TDC é exatamente o atraso interno dos GGs. Este sinal é gerado sempre que um raio γ é o segundo a ser convertido. O primeiro raio γ a ser convertido tem um tempo de chegada com atraso eletrônico menor que o segundo, gerando uma diferença em tempo entre os pulsos.

É esta diferença de tempo entre os detectores que se quer conhecer. Utilizando uma rotina, em linguagem Fortran, que subtrai os valores dos picos de auto-coincidência e

verificando-se o resultado com o programa DAMM, foi possível obter um histograma com a diferença em tempo de cada detector em relação a todos os outros. A largura do pico indica a resolução temporal do sistema. A curva de diferença de tempo típica entre dois detectores de GeHP, vista na figura 2.11, possui resolução temporal (largura a meia altura do pico, descontado os eventos aleatórios) de aproximadamente 17 ns e a região que engloba o pico é de aproximadamente 46 ns. Essa curva foi obtida para cada par de detectores de GeHP (6 pares). As resoluções temporais dos seis pares de curvas e as regiões que englobam os picos podem ser vistos na tabela 2.4.

Figura 2.11: Histograma da diferença de tempo entre dois raios γ coincidentes. A resolução temporal é de aproximadamente 17 ns. Os limites da região do pico, representada por barras verticais, delimitam uma região de aproximadamente 46 ns.

Tabela 2.4 - Resolução temporal e região que engloba o pico para as seis combinações possíveis de detectores.

detectores	Resolução temporal (ns)	Região delimitadora do pico (ns)
1 e 2	~ 16	~ 37
1 e 3	~17	~ 46
1 e 4	~20	~ 58
2 e 3	~15	~ 39
2 e 4	~15	~ 37
3 e 4	~15	~ 34

Para facilitar a construção das matrizes de coincidência γ - γ e γ - γ -partícula, deslocou-se os histogramas com as diferenças em tempo de forma a se obter aproximadamente picos na mesma posição.

Devido ao fato do sistema SACI-PERERE também coletar partículas carregadas, foi possível obter um histograma da diferença da chegada em tempo de um evento de coincidência γ - γ , com as partículas. Este histograma, visto na figura 2.12, é o da diferença em tempo entre a coincidência γ - γ e as partículas carregadas, uma vez que o início da contagem de tempo é sempre dado pela coincidência γ - γ . A resolução temporal deste espectro é de aproximadamente 12 ns e a região que engloba o pico é de aproximadamente 29 ns.

Figura 2.12: Histograma da diferença de tempo entre o evento de coincidência γ - γ e as partículas carregadas. A resolução é de aproximadamente 12 ns. Os limites da região do pico, representada por barras verticais, delimitam uma região de aproximadamente 29 ns.

2.5 - Eficiência dos detectores de GeHP

Para determinar a intensidade dos raios γ medidos pelos detectores de GeHP, é necessário conhecer a eficiência de detecção de cada detector, pois a detecção dos raios γ

depende tanto da composição do detector quanto da geometria do arranjo experimental. Esta eficiência depende também da energia do raio γ emitido.

Para determinar a eficiência, utilizou-se as fontes radioativas de ^{56}Co e ^{152}Eu . Neste caso, não se conhece a eficiência absoluta das fontes, porém é possível determinar a eficiência relativa dos detectores, dada pela equação 2.2 (SILVEIRA, 2004):

$$\varepsilon(E_{\gamma}) = \frac{A}{I_{\gamma}}(1 + \alpha) \quad (\text{Equação 2.2})$$

Onde:

$\varepsilon(E_{\gamma})$ a eficiência do detector em uma dada energia,

A área do pico de interesse,

I_{γ} a intensidade relativa da transição,

e α é o coeficiente de conversão interna⁴.

Com as áreas determinadas anteriormente através do programa DAMM, calculou-se a eficiência para cada pico de raios γ das fontes de ^{152}Eu e ^{56}Co . Devido ao fato das intensidades das fontes serem intensidades relativas a um dos picos de cada fonte, multiplicou-se os valores de eficiência encontrados para a fonte de ^{56}Co por um fator de normalização $\beta=5,0$, fazendo com que esses valores ficassem relativos ao mesmo pico da fonte de ^{152}Eu . O valor escolhido para o fator de normalização β é arbitrário, sendo determinado através de um ajuste visual das duas curvas.

Com este procedimento, foi possível obter uma curva contínua de eficiência em função da energia. Esta curva, dada pelo programa EFFIT pertencente ao pacote Radware (RADFORD, 1995), possui dependência com a energia dada pela equação 2.3. Porém, para

⁴ Os valores do coeficiente de conversão interna foram obtidos em (BRICC, 2008).

analisar os dados da reação, é necessário somar as informações provenientes de cada detector, para o aumento da estatística, resultando na necessidade de se calibrar os eventos em tempo e energia. Para fazer esta soma, foi preciso ajustar uma curva média de eficiência para o conjunto dos quatro detectores de GeHP, criada a partir da soma das áreas dos picos de raios γ observados por cada detector. Esta curva média ajustada pode ser vista na figura 2.13 e os valores de seus coeficientes podem ser vistos na tabela 2.5.

$$\varepsilon(E_\gamma) = e^{\left[\left(A + B \cdot x + C \cdot x^2 \right)^{-G} + \left(D + E \cdot y + F \cdot y^2 \right)^{-G} \right]^{-1/G}} \quad (\text{Equação 2.3})$$

Onde:

$x = \ln\left(\frac{E_\gamma}{100}\right)$, $y = \ln\left(\frac{E_\gamma}{1000}\right)$ e E_γ é dado em keV

Figura 2.13: Pontos experimentais e curva ajustada para determinação da eficiência dos detectores, utilizando-se as fontes radioativas ^{56}Co e ^{152}Eu .

Tabela 2.5 - Coeficientes do ajuste da curva média para a eficiência relativa, dada pela equação 2.3.

A	B	C	D	E	F	G
12,66	16,15	0	9,42	-0,70	-0,013	6,01

Para estimar a incerteza do ajuste dado pela equação 2.3, determinou-se uma faixa de validade desta curva, isto é, construiu-se mais duas curvas de eficiência: uma somando-se as incertezas às áreas obtidas das fontes (chamada de Eficiência+erro) e outra subtraindo-se as incertezas das áreas (chamada de Eficiência-erro), como pode ser visto na figura 2.14. Podemos conhecer este erro percentualmente, subtraindo a curva de Eficiência-erro da curva de Eficiência+erro e dividindo-se pela curva original de Eficiência. O resultado pode ser visto na figura 2.15.

Figura 2.14: Faixa de validade da curva de eficiência ajustada segundo a equação 2.3 (hachurado), onde Eficiência+erro representa a curva de eficiência ajustada a partir das áreas mais suas respectivas incertezas e Eficiência-erro representa a curva de eficiência ajustada a partir das áreas menos suas respectivas incertezas.

Figura 2.15: Erro percentual da curva de eficiência média para a região de 100 a 4000 keV.

2.6 - Construção das regiões de partículas α e de prótons (bananas) nos histogramas bi-paramétricos ΔE -E

Os detectores de partícula do sistema de aquisição (SACI) são detectores compostos por dois cintiladores diferentes⁵, um com decaimento rápido (ΔE) e um com decaimento lento (E), o que permite identificar o tipo de partícula detectada. Essa identificação é feita a partir dos espectros bi-paramétricos ΔE -E, uma vez que as partículas α perdem mais energia no primeiro detector (ΔE) do que os prótons.

A figura 2.16 mostra o espectro bi-paramétrico de um detector de partículas e as regiões (“bananas”) correspondentes a cada partícula (α e p). A região denominada X corresponde àquela na qual as partículas pararam no primeiro detector (ΔE), não sendo possível distinguir se são partículas α ou prótons.

⁵ Para maiores detalhes, ver arranjo experimental (seção 2.1) e 2º circuito analógico (seção 2.2)

Figura 2.16: Histograma bi-paramétrico das energias depositadas na primeira parte do detector de partículas (ΔE) em função da energia residual depositada na segunda (E). As regiões marcadas com α , p e X são, respectivamente, as correspondentes às partículas α , prótons e partículas (α ou p) que pararam na primeira parte do detector (ΔE).

Durante a aquisição de dados com os detectores de partícula houve muita variação no ganho dos detectores (as “bananas” sofreram muitas variações em relação a sua posição nos espectros bi-paramétricos ΔE - E durante cada RUN). Esta variação pode ter ocorrido devido a mudanças na tensão da base da fotomultiplicadora ou, mais provavelmente, a variações na corrente do feixe, resultando numa variação da taxa de aquisição. Para recuperar parte das informações dos detectores de partícula, foi necessário dividir cada RUN em diversos arquivos menores e construir as “bananas” para cada detector.

Parâmetro Kp - Multiplicidade de Partículas

A partir das regiões marcadas pelas “bananas” é possível separar as partículas α dos prótons. Ao se reler os dados brutos, é possível atribuir a cada evento um valor que permite

identificar os tipos de partículas que foram detectadas. Este valor é conhecido como parâmetro Kp (multiplicidade de partículas) e é referente ao número de partículas detectadas.

Para determinar este parâmetro, foi necessário atribuir um peso a cada “banana” do histograma ΔE - E . Assim, atribuiu-se o peso de 1 para partículas que estão compreendidas na “banana x”, 10 para as partículas compreendidas na “banana p” e 100 para as compreendidas na “banana α ”. Desta forma tem-se:

$$Kp = 1 \times (n_x) + 10 \times (n_p) + 100 \times (n_\alpha) \quad (\text{Equação 2.4})$$

Onde:

n_x o número de partículas correspondentes à “banana x”,

n_p o número de partículas correspondentes à “banana p”,

n_α o número de partículas correspondentes à “banana α ”.

Assim, para um valor de Kp igual a 110, temos que no evento foram detectados um próton e uma partícula α . Este evento é denominado de evento “ αp ”. O número de contagens para cada evento pode ser visto na figura 2.17.

Figura 2.17: Eventos coincidentes com a multiplicidade de partículas Kp .

2.7 - Construção das matrizes de coincidência γ - γ e γ - γ -partícula

Com a calibração em tempo e em energia, não existe mais distinção entre os eventos dos detectores de raios γ , isto é, pode-se tratá-los como sendo iguais. Com isso, foi possível construir uma matriz de coincidência γ - γ , que possui apenas os raios γ que foram detectados dentro do intervalo que engloba o pico de coincidência temporal entre dois detectores (ver tabela 2.4). Este intervalo refere-se à largura do pico dos tempos (vide figura 2.11).

Como o arranjo experimental não consegue diferenciar o tempo em que uma partícula é evaporada ($\sim 10^{-19}$ s, segundo KONDEV (2008)) do tempo decorrido até a emissão de raios γ ($\sim 10^{-17}$ s a 10^{-10} s), numa reação de fusão-evaporação, já que o tempo de aquisição dos dados é aproximadamente 10^{-6} s, foi possível estabelecer coincidências em que 2 raios γ chegam ao mesmo tempo em que uma partícula carregada (α e/ou próton). Usando a informação proveniente dos detectores de partículas, dada por Kp, foi possível construir matrizes γ - γ em coincidência com o número de partículas carregadas evaporadas (γ - γ - α , γ - γ -p, γ - γ - α p e γ - γ -2p). Essas matrizes permitem identificar transições γ que estão em coincidência com um canal de reação que contenha no mínimo um determinado número específico de partículas carregadas, como por exemplo: α , p, α p ou 2p.

As matrizes γ - γ e γ - γ -partícula são tridimensionais, sendo que dois eixos são formados pelas energias dos raios γ que chegaram em coincidência e o terceiro eixo corresponde ao número de contagens. Foi feita a simetrização dessas matrizes considerando-se que o evento 1, aonde o raio γ de energia $E_{\gamma 1}$ chega ao detector 1 em coincidência com o raio γ de energia $E_{\gamma 2}$, que chega ao detector 2 é igual ao evento 2, em que o raio γ de energia

$E_{\gamma 2}$ chega ao detector 1 em coincidência com o raio γ de energia $E_{\gamma 1}$, que chega ao detector 2.

Esta simetrização possibilita um aumento da estatística de detecção.

Para diminuir a contribuição do fundo estatístico⁶ nas matrizes de coincidência γ - γ e γ - γ -partícula, construiu-se outra matriz de coincidência, chamada matriz de fundo estatístico, composta por raios γ detectados por dois ou mais detectores fora do intervalo que engloba o pico de coincidência temporal. Esta matriz de fundo estatístico é subtraída das matrizes de coincidência γ - γ e γ - γ -partícula, resultando em matrizes em que os eventos de interesse (que chegaram no intervalo de coincidência temporal) são mais evidenciados.

As novas matrizes γ - γ e γ - γ -partícula, contudo, ainda possuem um fundo devido aos raios γ que interagiram por efeito Compton com os detectores de GeHP dentro do intervalo de coincidência temporal. Assim, as áreas de cada pico de raios γ possuem uma contribuição proveniente do espalhamento Compton dos raios γ de maior energia.

⁶ Quando se seleciona o pico de coincidência temporal dos detectores de GEHP (figura 2.11) há a contribuição de eventos aleatórios que fortuitamente caíram neste intervalo de tempo, contribuindo assim com o fundo das matrizes de coincidência γ - γ e γ - γ -partícula carregada.

3. Resultados Experimentais

3.1 - Esquema de Níveis

A partir das matrizes $\gamma\text{--}\gamma$ e $\gamma\text{--}\gamma\text{--partícula}$ é possível construir o esquema de níveis dos núcleos populados na reação de fusão-evaporação. Para tanto, é necessário conhecer pelo menos um raio γ de cada núcleo produzido na reação, que pode ser obtido através de outros métodos, como por exemplo, através de medida da radiação gama proveniente da captura de nêutrons pelo núcleo alvo (neutron capture gamma-ray spectroscopy)⁷. A partir da seleção da região equivalente ao raio γ conhecido em um dos eixos de energia da matriz de coincidência $\gamma\text{--}\gamma$ (ou $\gamma\text{--}\gamma\text{--partícula}$), faz-se a projeção, no outro eixo de energia, dos raios γ que chegaram em coincidência temporal com este raio γ conhecido. Neste processo é necessário subtrair a contribuição do fundo devido a espalhamento Compton dos raios γ de maior energia. A figura 3.1 mostra duas projeções referentes ao núcleo ^{64}Cu em coincidência com alguns picos de raios gama conhecidos. Depois da confirmação da coincidência entre duas ou mais transições fortes, pode-se somar seus espectros para evidenciar outras transições mais fracas em coincidência temporal.

⁷ Para maiores detalhes desta técnica ver (MORINAGA, 1976).

Figura 3.1: Projeções da matriz γ - γ -2p, onde são mostradas transições em coincidência temporal com os raios γ com energia (a) 158,31 (7) keV e (b) 202,06 (9) keV. No espectro em coincidência com a transição de 158,31 (7) keV aparece o pico de energia referente ao 202,06 (9) keV e vice-versa. Várias outras transições também estão em coincidência temporal com as transições de energia 158,31 (7) keV e 202,06 (9) keV.

Este procedimento, porém, não basta para se construir um esquema de níveis completo. É necessário determinar a disposição dos raios gama coincidentes, ou seja, qual transição depopula cada estado excitado do núcleo. Para tanto, utilizou-se os seguintes critérios:

- A soma das intensidades das transições que depopulam um nível de energia deve ser igual ou maior do que a soma das intensidades dos raios γ que o populam;
- As intensidades das transições em coincidência temporal devem ser iguais quando observadas por uma transição que desexcita um nível de energia acima dos estados excitados correspondentes a estas transições. No caso de se observar transições coincidentes provenientes de níveis acima da transição escolhida, as intensidades devem ser proporcionais às intensidades provenientes da população de cada nível;

- A energia de uma transição do tipo *cross-over*⁸ possui igual valor ao da soma das energias dos raios γ que populam e depopulam o estado intermediário dentro da incerteza experimental. Esta transição *cross-over* logicamente não pode estar em coincidência com estas transições.

Para a construção de esquemas de níveis foram utilizados dois programas: Xtrackn, pertencente ao pacote GASPware (BAZZACCO, 1997) e Xmesc, pertencente ao pacote Radware (RADFORD, 1995). O programa Xmesc permite a construção simultânea de vários esquemas de níveis de acordo com os critérios adotados neste trabalho. Para tanto, é necessário fornecer ao programa os coeficientes da calibração em energia e da eficiência, além do espectro de fundo devido ao espalhamento Compton dos raios γ observados, obtido a partir da projeção total da matriz a ser analisada, ao qual será ajustada uma função, obtida por PALAMETA (1985). Já para a utilização do programa Xtrackn, deve-se fornecer a calibração em energia e obtém-se a possibilidade de se escolher entre três tipos de fundo: um a ser escolhido pelo usuário do programa, outro obtido a partir da projeção total da matriz analisada multiplicada por um valor arbitrário a escolha do usuário e o terceiro através de uma função ajustada (PALAMETA, 1985) ao espectro da projeção total. Essa liberdade de escolha de fundo, principalmente a opção de escolha pelo usuário, permite que se identifique transições com baixa intensidade. O programa Xtrackn, porém, não traz a comodidade de se verificar automaticamente os critérios adotados para a construção de esquemas de níveis.

O núcleo ^{64}Cu , cujo canal de reação é 2pn, pode em princípio ser estudado através das

⁸ Transição cross-over: transição em que um raio γ decai para um nível mais abaixo sem passar pelo nível intermediário entre eles.

matrizes $\gamma\text{--}\gamma$, $\gamma\text{--}\gamma\text{--}1\text{p}$ e $\gamma\text{--}\gamma\text{--}2\text{p}$. A matriz $\gamma\text{--}\gamma$ é composta por todos os raios γ que chegaram em coincidência na reação de fusão-evaporação, independentemente do canal de reação e possui $1,8 \times 10^8$ contagens. A matriz $\gamma\text{--}\gamma\text{--}1\text{p}$, com $1,5 \times 10^7$ contagens, foi construída a partir da coincidência de raios γ com ao menos um próton detectado no SACI. Conseqüentemente, os raios γ contidos na matriz $\gamma\text{--}\gamma\text{--}1\text{p}$ são provenientes de núcleos com canais de reação que contenham pelo menos a evaporação de um próton e qualquer número de nêutrons. A matriz $\gamma\text{--}\gamma\text{--}2\text{p}$, similarmente à matriz $\gamma\text{--}\gamma\text{--}1\text{p}$, contém as transições de núcleos formados a partir da evaporação de pelo menos dois prótons e qualquer número de nêutrons e possui $1,9 \times 10^6$ contagens. A diminuição das contagens nas matrizes $\gamma\text{--}\gamma\text{--}1\text{p}$ e $\gamma\text{--}\gamma\text{--}2\text{p}$ em relação à matriz $\gamma\text{--}\gamma$ é devida a probabilidade de detecção de partículas carregadas pelos detectores *Phoswich* do SACI, sendo de aproximadamente 25% para detecção de um próton e de aproximadamente 8% para dois prótons.

O núcleo ^{64}Cu , contudo, possui transições cujas energias coincidem dentro da incerteza experimental com as de outros canais abertos na reação, que são populados com maior seção de choque do que o ^{64}Cu . Esta coincidência torna muito difícil analisar o ^{64}Cu nas matrizes $\gamma\text{--}\gamma$ e $\gamma\text{--}\gamma\text{--}1\text{p}$, visto que há uma grande dificuldade de se identificar realmente quais transições fracas pertencem de fato ao ^{64}Cu . Nestas matrizes, mesmo considerando espectros em coincidência com uma transição forte, não é possível identificar algumas transições mais fracas pertencentes ao ^{64}Cu devido à existência de um fundo muito alto, proveniente do espalhamento Compton de várias transições coincidentes. A figura 3.2 mostra os espectros de raios γ em coincidência com a transição de 202,06 (9) keV, pertencente ao ^{64}Cu , a partir das matrizes $\gamma\text{--}\gamma$, $\gamma\text{--}\gamma\text{--}1\text{p}$ e $\gamma\text{--}\gamma\text{--}2\text{p}$. Nota-se que é mais fácil identificar transições pertencentes ao

^{64}Cu na matriz $\gamma\text{-}\gamma\text{-}2\text{p}$ que, apesar da diminuição do número de contagens, possui principalmente transições provenientes dos núcleos residuais ^{63}Cu e ^{64}Cu .

Figura 3.2: Espectro de raios γ em coincidência com a transição de 202,06 (9) keV, feito nas matrizes $\gamma\text{-}\gamma$ (a), $\gamma\text{-}\gamma\text{-}1\text{p}$ (b) e $\gamma\text{-}\gamma\text{-}2\text{p}$ (c). As transições marcadas com um asterisco pertencem ao núcleo ^{64}Cu enquanto que as transições marcadas com um círculo pertencem a outros núcleos populados na reação, sendo o principal contaminante o núcleo ^{65}Zn .

Para a construção do esquema de níveis do ^{64}Cu , visto na figura 3.3, utilizou-se a matriz de coincidência $\gamma\text{-}\gamma\text{-}2\text{p}$. Para a construção deste esquema, foi necessário construir simultaneamente o esquema de níveis do ^{63}Cu (BAI, 2001), visto na figura 3.4, pois este

The diagram shows the energy levels of ^{64}Cu in keV. The y-axis ranges from 0 to 4000 keV. Two sets of levels are shown: (I) and (II).

Set (I) Levels (keV):

- 4563
- * 1377 9^+
- 3795
- 3186
- 3045
- 2318 (8)
- 2381 (8)
- 2068 (7)
- 1590 6^-
- 1018
- 572 4^+
- 360 3^+
- 158 2^+
- 0 1^+

Set (II) Levels (keV):

- 3982 $(7,8,9^-)$
- 3120 $(6,7,8^-)$
- 2686 $(6,7,8^-)$
- 2018 $(1^+, 2^+, 3^+)$
- 1704 $(1a\ 5)$
- 745 3^+
- 277 2^+

Transitions and Half-life:

- Transitions from 4563 to 3186 (608 keV) and from 3795 to 3186 (608 keV).
- Transition from 3186 to 1596 (1596 keV).
- Transition from 3045 to 2381 (663 keV).
- Transition from 2381 to 2068 (313 keV).
- Transition from 2068 to 1590 (478 keV).
- Transition from 1590 to 1018 (572 keV).
- Transition from 1018 to 572 (441 keV).
- Transition from 572 to 360 (212 keV).
- Transition from 360 to 158 (202 keV).
- Transition from 158 to 0 (158 keV).
- Transition from 3982 to 1608 (2373 keV).
- Transition from 1608 to 783 (1825 keV).
- Transition from 3120 to 2686 (434 keV).
- Transition from 2686 to 313 (2373 keV).
- Transition from 2018 to 1704 (313 keV).
- Transition from 1704 to 745 (959 keV).
- Transition from 745 to 277 (468 keV).
- Transition from 277 to 0 (277 keV).

Half-life: $T_{1/2} = 20.4\text{ ns}$

Figura 3.3: Esquema de níveis obtido com este trabalho para o núcleo ^{64}Cu . A transição marcada com um asterisco é uma transição nova. As energias dos estados e das transições estão em keV e as larguras das setas indicam a intensidade da transição.

Figura 3.4: Esquema de níveis confirmado do núcleo ^{63}Cu . As energias dos estados e das transições estão em keV e as larguras das setas indicam a intensidade da transição.

Figura 3.5: (a) Espectros de raios γ em coincidência com a transição de energia 1376,86 (41) keV, (b) e (c) continuação do espectro de 1376,86 (41) keV, (d) o pico de raios γ 1376,86 (41) keV em coincidência com a transição de energia 1596,44 (16) keV.

O esquema de níveis para o ^{64}Cu possui 21 transições, com energia de excitação de até aproximadamente 4,5 MeV. Este esquema não possui bandas bem definidas, mas pôde-se identificar duas seqüências a partir do decaimento para o estado fundamental.

Seqüência I

Ao se verificar transições em coincidência com o raio γ de energia 158,31 (7) keV, que depopula o estado 2^+ para o fundamental 1^+ , foi possível confirmar o esquema de níveis já conhecido, identificado na figura 3.3. As transições mais evidentes nesta seqüência são 202,06 (9) , 211,49 (10) e 1017,96 (13) keV, sendo este último proveniente de um estado isomérico de energia 1589,82 (20) keV e spin 6^- , cuja meia vida foi determinada em 20,4 (6) ns (SINGH, 2007). As transições menos intensas foram identificadas a partir da soma dessas transições mais evidentes. A figura 3.6 mostra o espectro de raios γ em coincidência com a soma das transições de 158,31 (7) e 202,06 (9) keV.

Figura 3.6: Espectro de raios γ em coincidência com a soma das transições 158,31 (7) keV e 202,06 (9) keV, evidenciando os raios γ pertencentes à seqüência I e algumas novas transições.

Seqüência II

A seqüência II possui apenas 4 transições conhecidas, sendo a mais intensa a de 277,39 (9) keV, que decai de um segundo estado 2^+ para o estado fundamental 1^+ . Ao se observar o esquema de níveis do ^{64}Cu (figura 3.3) nota-se que não há conexão entre as seqüências I e II. Entretanto, ao se observar os espectros em coincidência com as transições de 277,39 (9) keV (figura 3.7) e 478,50 (8) keV (figura 3.8) percebe-se que há indícios de conexão entre estas duas seqüências. Na figura 3.7 verifica-se que o espectro em coincidência com a transição de 277,39 (9) keV também é coincidente com a transição de 478,50 (8) keV, pertencente à seqüência I enquanto que na figura 3.8 é possível observar que a transição de 478,50 (8) keV da seqüência I está em coincidência com as transições de 277,39 (9) keV, 467,99 (16) keV e 959,08 (22) keV, pertencentes à seqüência II. A conexão entre as duas seqüências não foi evidenciada na figura 3.3 porque não foi possível determinar a transição (ou transições) que as conectam.

Figura 3.7: Espectro de raios γ em coincidência com a transição 277,39 (9) keV, pertencente à seqüência II. Este raio γ está em coincidência com a transição de energia 478,50 (8) keV da seqüência I.

Figura 3.8: Espectros de raios γ em coincidência com a transição 478,50 (8) keV pertencente à sequência I. Este raio γ está em coincidência com as transições de 277,39 (9) keV, 467,99 (16) keV e 959,08 (22) keV da sequência II.

Outras novas transições, também pertencentes ao núcleo ^{64}Cu , não foram posicionadas na figura 3.3 devido à impossibilidade de se determinar seu lugar no esquema de níveis, devido à baixa estatística da matriz $\gamma\text{--}\gamma\text{--}2p$ e ao fato de não se conseguir discriminar estas transições nas matrizes $\gamma\text{--}\gamma$ e $\gamma\text{--}\gamma\text{--}1p$, provocado pelo alto fundo existente nessas matrizes. Outro motivo para não se determinar as posições dessas transições é que algumas delas estão em coincidência com as transições acima e abaixo do estado isomérico de energia 1589,82 (20) keV e spin 6^- , porém não estão em coincidência com a transição de 1017,96 (13) keV, que decai do estado isomérico. Os espectros em coincidência com estas novas transições podem ser vistos na figura 3.9.

Uma nova transição encontrada como pertencente ao ^{64}Cu é a transição com energia de 478,38 (37) keV, que está em coincidência com a transição conhecida de 478,50 (8) keV que decai do estado de energia de 2068,32 (22) keV (figura 3.8). Devido ao fato desta transição possuir a mesma energia que a transição que decai do estado 2068,32 (22) keV, não se pôde observar um espectro em coincidência somente com esta nova transição.

Figura 3.9: Espectros de raios γ em coincidência com as novas transições encontradas como pertencentes ao ^{64}Cu e que não foram posicionadas no esquema de níveis: 228,02 (18), 458,79 (14), 538,65 (17), 561,91 (28), 577,24 (16), 1041,64 (21), 1097,70 (34) e 1194,45 (18) keV. As energias dos raios γ em coincidência temporal com estas transições estão indicadas dentro de cada espectro.

Ao se comparar os resultados obtidos com este trabalho com os obtidos por diversos pesquisadores, cuja compilação pode ser vista em (SINGH, 2007), percebe-se uma pequena diferença em energia em alguns estados excitados (cerca de aproximadamente 2 keV), além da existência de cinco raios gama aqui descritos com o mesmo valor de energia: 460, 578, 1042, 1098 e 1194 keV. Em princípio, supor que estes raios γ sejam os descritos em outro trabalho é mais natural e instintivo. Porém, ao se analisar os espectros em coincidência com estas transições, obtidos neste trabalho, percebe-se que fazer tal suposição não é correto.

Os raios γ de energia 460,792 (20) e 579,753 (10) keV decaem de um estado excitado com energia de 739,051(9) keV⁹ segundo a compilação feita por SINGH (2007). Estes raios γ deveriam estar em coincidência com as transições de energias iguais a 158, 558, 700, 1287, 1428 e 1574 keV e, no caso do raio γ de 460,792 (20) keV, há ainda coincidência com o raio gama de 277 keV. Observando-se as figuras 3.9(b), 3.9(g) e 3.9(h) pode-se verificar que os únicos raios gama que coincidem com os esperados para as transições medidas são os que decaem para o estado fundamental: 158 keV para o raio gama de energia 577,24 (16) keV e 277 keV para o raio γ de 458,79 (14) keV. Ao se comparar as figuras 3.9(b) e 3.9(g), percebe-se que as transições encontradas neste trabalho de energia 458,79 (14) e 577,24 (16) keV são auto-coincidentes, o que exclui definitivamente a possibilidade destes raios γ serem os conhecidos de outros trabalhos.

O raio γ de energia 1194,89 (3) keV é emitido a partir do estado excitado de energia igual a 1354,25 (3) keV¹⁰ e spin $(3)^+$ (SINGH, 2007) e está em coincidência com as transições de 158, 695, 830 e 1476 keV. As figuras 3.9(n) e 3.9(o) mostram que este raio γ está em

⁹ Este estado não está no esquema de níveis da figura 3.3 devido ao fato de não serem observadas transições proveniente deste estado.

coincidência com as transições 158, 202, 212, 277, 313, 478 e 1042 keV, não sendo, portanto, o raio gama que decai do estado 1354,25 (3) keV.

O raio γ de energia igual a 1099,0 (5) keV que decai do estado 2692,9 (5) keV¹¹ com proposta de spin e paridade iguais a (6, 7, 8⁻) (SINGH, 2007) estaria em coincidência com as transições de energia iguais a 434, 1018, 212, 202 e 158 keV. Observando-se as figuras 3.9(k), 3.9(l) e 3.9(m), percebe-se que o raio γ de energia 1097,70 (34) keV encontrado neste trabalho está em coincidência com as transições de energias iguais a 608, 1596, 211, 202 e 158 keV, não sendo, portanto, o descrito nesta compilação. Devido ao fato de não estar em coincidência com a transição de 1018 keV, este raio γ não foi encaixado no esquema de níveis da figura 3.3.

O raio γ de energia 1041,1 (5) keV que decai do estado 1615,7 (5) keV descrito por SINGH (2007) estaria em coincidência com as transições γ iguais a 212, 202 e 158 keV. As figuras 4.9(i) e 4.9(j) mostram que a transição de 1041,64 (21) keV encontrada está em coincidência com as transições de energia iguais a 478, 458, 212, 202 e 158 keV e há indícios de que ela esteja em coincidência com a transição de 1018 keV. A baixa estatística dos dados não permite confirmar esta hipótese, mesmo observando-se o espectro em coincidência com a transição de 1017,96 (13) keV, visto na figura 3.10. Observando-se esta figura, percebe-se, apesar das poucas contagens e do alto fundo estatístico, um indício de um pico de raios γ na região de energia de 1042 keV.

¹⁰ Não é possível verificar a existência deste estado no esquema de níveis da figura 3.3 devido ao fato de não serem observadas transições que depopulam este estado.

¹¹ Neste trabalho, este estado é equivalente ao de energia 2685,97 (29) keV, com propostas de spin iguais a (6,7,8⁻), visto na figura 3.3.

Figura 3.10: Espectro de raios γ em coincidência com a transição de 1017,96 (13) keV pertencente ao núcleo ^{64}Cu .

3.2 - Determinação dos Momentos Angulares dos Estados Excitados Através da Técnica de Correlações Direcionadas de Radiação γ Emitida Por Estados Orientados (DCO)

A radiação γ emitida por um núcleo residual produzido em uma reação de fusão-evaporação possui uma direção preferencial em relação à direção do feixe incidente no alvo. Por causa desta direção preferencial, há uma distribuição anisotrópica da radiação emitida ($W(\theta)$), dada pela equação 3.1 (MORINAGA, 1976).

$$W(\theta) = \sum_k \rho_k(j_i) F_k(j_k \lambda j_i) P_k(\cos \theta) \quad (\text{Equação 3.1})$$

Onde:

$W(\theta)$ é a distribuição angular dos raios γ emitidos por um estado orientado.

$\rho_k(j_i)$, também chamado de parâmetro de população, está relacionado com a probabilidade de que certo estado inicial (j_i) seja formado com certa projeção do momento angular total.

$F_k(j_k \lambda j_i)$ é um coeficiente que depende da multipolaridade (λ) da radiação emitida, além de depender dos estados inicial (j_i) e final (j_f).

$P_k(\cos \theta)$ são os polinômios de Legendre.

Nota-se que a equação 3.1 depende do ângulo de detecção da radiação. Se a radiação emitida for do tipo quadrupolar, ela terá uma distribuição angular diferente da emissão do tipo dipolar, como visto na figura 3.11. Observando-se esta figura percebe-se que a distribuição angular da radiação é mínima em $\pi/2$ e máxima em 0 para emissões quadrupolares e, máxima em $\pi/2$ e mínima em 0 para emissões dipolares, permitindo a distinção entre estes dois tipos de radiações.

Figura 3.11: Distribuição angular ($W(\theta)$) da radiação emitida por um núcleo residual em função do ângulo quando há uma direção preferencial para essa emissão. Em (a) temos a emissão da radiação do tipo quadrupolar e em (b) do tipo dipolar.

Ao se conhecer a distribuição angular dos raios γ provenientes de uma transição é possível determinar a multipolaridade desta e, conseqüentemente, estimar o spin do estado que foi desexcitado por esta transição. A determinação das multipolaridades das transições pertencentes ao núcleo ^{64}Cu foi feita utilizando-se a técnica DCO¹² (Correlações angulares de radiação γ emitida por estados orientados) (DRAPER, 1986). Esta técnica faz a comparação entre as distribuições da radiação de dois raios γ coincidentes em dois ângulos diferentes,

¹² Directional Correlations of γ -rays from Oriented States of Nuclei

levando em conta o conhecimento prévio da distribuição angular de um dos raios γ e da geometria do arranjo experimental. Para a comparação entre as distribuições angulares, esta técnica faz uma razão entre as intensidades obtidas para o raio γ desconhecido em coincidência com o conhecido em dois ângulos diferentes, chamada de razão DCO.

O arranjo experimental utilizado neste trabalho (PERERE) possui 4 detectores de GeHP posicionados a 37° e a 101° em relação ao plano de incidência do feixe. Assim, estes ângulos foram utilizados para a determinação das multipolaridades das transições pertencentes ao ^{64}Cu .

Para determinar as intensidades dos raios γ pertencentes ao núcleo ^{64}Cu nestes dois ângulos, construiu-se uma matriz de coincidência γ - γ -2p, porém em um dos eixos foram considerados apenas os raios γ observados pelos dois detectores posicionados a 37° e no outro eixo considerou-se os raios γ observados pelos outros dois detectores posicionados a 101° .

Ao se observar os raios γ vistos pelo detector posicionado a 37° em coincidência com um raio γ visto pelo detector a 101° , pode-se determinar a intensidade dos raios γ vistos a 37° . O procedimento inverso, observação dos raios γ vistos pelo detector a 101° em coincidência com um raio γ visto pelo detector de 37° , permite que se determine a intensidade dos raios γ vistos a 101° . Assim, neste arranjo experimental, a razão DCO será dada pela razão das intensidades de um raio γ observado a 37° e a 101° (equação 3.2).

$$RDCO_\gamma = \frac{I(37^\circ; gate_{101^\circ})}{I(101^\circ; gate_{37^\circ})} \quad (\text{Equação 3.2})$$

Onde:

$I(37^\circ; gate_{101^\circ})$ é a intensidade do raio γ a 37° observada a partir de um raio γ conhecido a 101° .

$I(101^\circ; gate_{37^\circ})$ é a intensidade do raio γ a 101° observada a partir de um raio γ conhecido a 37° .

A intensidade dos raios γ pode ser determinada através da equação 2.2, uma vez que se conhece a eficiência¹³ relativa dos detectores e a área do pico¹⁴ referente à transição na matriz de coincidência. Assim, pode-se reescrever a equação 3.2 em termos destas variáveis. Contudo, as intensidades obtidas na matriz de coincidência são determinadas a partir da coincidência com um raio γ conhecido, sendo necessário corrigi-las pela eficiência de detecção deste raio γ . Considerando este raio γ , temos a razão DCO escrita em função de variáveis determinadas experimentalmente (equação 3.3).

$$\text{RDCO}_{\gamma} = \frac{I(37^{\circ}; \text{gate}_{101^{\circ}})}{I(101^{\circ}; \text{gate}_{37^{\circ}})} = \frac{\text{eff}(\text{gate}_{101^{\circ}}) \times \frac{\text{área}(\gamma)}{\text{eff}(\gamma)}(37^{\circ})}{\text{eff}(\text{gate}_{37^{\circ}}) \times \frac{\text{área}(\gamma)}{\text{eff}(\gamma)}(101^{\circ})} \quad (\text{Equação 3.3})$$

Onde:

$I(37^{\circ}; \text{gate}_{101^{\circ}})$ é a intensidade do raio γ a 37° observada a partir de um raio γ conhecido a 101° ;

$I(101^{\circ}; \text{gate}_{37^{\circ}})$ é a intensidade do raio γ a 101° observada a partir um raio γ conhecido a 37° ;

$\text{eff}(\text{gate}_{101^{\circ}})$ é a eficiência de detecção do raio γ conhecido, observado pelo detector posicionado a 101° ;

$\text{área}(\gamma)(37^{\circ})$ é a área do pico referente ao raio γ observado pelos detectores a 37° , a partir do raio γ conhecido visto pelo detector a 101° ;

$\text{eff}(\gamma)(37^{\circ})$ é a eficiência de detecção do raio γ observado pelos detectores a 37° , a partir do raio γ conhecido visto pelo detector a 101° ;

$\text{eff}(\text{gate}_{37^{\circ}})$ é a eficiência de detecção do raio γ conhecido, observado pelo detector posicionado a 37° ;

$\text{área}(\gamma)(101^{\circ})$ é a área do pico referente ao raio γ observado pelos detectores a 101° a partir do raio γ conhecido visto pelo detector a 37° ;

$\text{eff}(\gamma)(101^{\circ})$ é a eficiência de detecção do raio γ observado pelos detectores a 101° a partir do raio γ conhecido visto pelo detector a 37° .

¹³ A eficiência dos detectores referentes aos ângulos de 37° e 101° foi determinada utilizando o método descrito na seção 3.5

¹⁴ Para a determinação das áreas dos picos de raios γ observados à 37° e à 101° utilizou-se o programa de análise de dados Xtrackn.

Os valores obtidos para a razão DCO dependem do grau de mistura de multipolaridade (δ) do raio γ escolhido para comparação. Geralmente, são utilizadas transições puramente quadrupolares, cuja distribuição dos raios γ sem mistura ($\delta=0$) é bem determinada, para comparação na razão DCO. Porém, independentemente da distribuição escolhida, se o resultado da razão DCO for aproximadamente 1, temos que as duas transições possuem a mesma multipolaridade.

O núcleo ^{64}Cu não possui transições puramente quadrupolares conhecidas. Mesmo a transição quadrupolar magnética de energia 1017,96 (13) keV, que depopula o estado 6^- de energia 1589,82 (20) keV, tem uma proposta de mistura de $\delta=0,25$, estimada através da medida de distribuição angular (CHAN, 1976). Como este artigo não mostra o intervalo de confiabilidade deste valor de δ , utilizou-se duas transições dipolares cujos graus de mistura são conhecidos: 202,06 (9) keV, que depopula o estado 3^+ com energia de 360,37 (11) keV, com $\delta=+0,06$ (3) (SINGH, 2007) para descrever transições da sequência I e 277,39 (9) keV, que depopula um estado de mesma energia e spin 2^+ , com $\delta=+0,10$ (2) (SINGH, 2007) para descrever transições da sequência II.

Entretanto, para se determinar o valor da razão DCO como se fosse comparada a uma transição puramente quadrupolar, é necessária uma correção na equação 3.3. Esta correção é dada pela equação 3.4 (SILVEIRA, 2004):

$$\text{RDCO}_q = \text{RDCO}_\gamma \times \text{RDCO}_t \quad (\text{Equação 3.4})$$

Onde:

RDCO_q é o valor corrigido para a razão DCO;

RDCO_γ é o valor obtido através da equação 3.3;

RDCO_t é o valor obtido para a razão DCO teórica considerando-se o grau de mistura, de forma que seu valor é comparável com o obtido se a transição conhecida fosse puramente quadrupolar

O programa CORR (BAZZACCO, 1997) calcula a razão DCO teórica¹⁵ considerando a geometria do arranjo experimental, como posicionamento dos detectores e seus ângulos de abertura. Com sua utilização pôde-se determinar os valores de RDCO para transições que apresentem grau de mistura, cujos resultados podem ser vistos na figura 3.12. Esta figura mostra os resultados obtidos para RDCO considerando transições que trocam uma unidade de momento angular ($\Delta J=1$) e diferentes graus de mistura, vista por uma transição puramente quadrupolar. Analisando-se esta figura, nota-se que se a transição for puramente dipolar, o valor de RDCO tende a 0,5.

Figura 3.12: Razão DCO em função do grau de mistura multipolar δ , para transições correspondentes a $\Delta J=1$, calculada através do programa CORR.

Através da figura 3.12 pôde-se determinar o valor de RDCOt para as transições de 202,06 (9) e 277,39 (9) keV como sendo $R_{\text{DCOt}}=0,56$ (4) e $R_{\text{DCOt}}=0,62$ (4), respectivamente. A incerteza foi estimada considerando-se a incerteza do valor do grau de mistura. Com estes

¹⁵ Para maiores detalhes sobre a razão DCO teórica ver (KRANE, 1973).

valores, pôde-se determinar as razões DCO, vistas na tabela 3.1, para alguns raios γ pertencentes ao ^{64}Cu .

Tabela 3.1: Energia (E_γ), estados inicial (E_i) e final (E_f), atribuições de spin e paridade (J^π), intensidade relativa (I_γ) e razão DCOq (RDCOq) para os raios γ pertencentes ao núcleo ^{64}Cu .

E_γ (keV)	E_i (keV)	E_f (keV)	$J_i^\pi \rightarrow J_f^\pi$	I_γ	RDCOq
158,31 (7)	158,31 (7)	0,0	$2^+ \rightarrow 1^+$	> 100	0,55 (7)
202,06 (9)	360,37 (11)	158,31 (7)	$3^+ \rightarrow 2^+$	100 (7)	
211,49 (10)	571,86 (15)	360,37 (11)	$4^+ \rightarrow 3^+$	81 (5)	0,44 (7)
228,02 (18) ^a				4,3 (5)	
249,36 (9)	2317,68 (23)	2068,32 (22)	$(8)^d \rightarrow (7)$	12,3 (8)	0,5 (2)
277,39 (9)	277,39 (9)	0,0	$2^+ \rightarrow 1^+$	15,1 (10)	
312,94 (8)	2381,26 (23)	2068,32 (22)	$(8)^d \rightarrow (7)$	49 (2)	0,52 (13)
313,17 (15)	2017,63 (33)	1704,46 (29)	$(1^+, 2^+, 3^+)^c \rightarrow (1 \text{ a } 5)$	0,8 (5)	
312,92 (14)	2685,97 (29)	2373,05 (25)	$(6, 7, 8^-)^c \rightarrow (7)$	2,9 (7)	
434,26 (39)	3120,23 (48)	2685,97 (29)	$(6, 7, 8^-)^c \rightarrow (6, 7, 8^-)$	1,8 (5)	
458,79 (14) ^a				19,9 (13)	
467,99 (16)	745,38 (19)	277,39 (9)	$3^+ \rightarrow 2^+$	15,6 (12)	0,44 (17)
478,50 (8)	2068,32 (22)	1589,82 (20)	$(7)^d \rightarrow 6^-$	67,5 (12)	0,48 (12)
478,38 (37) ^a				3,4 (19)	
538,65 (17) ^a				13,9 (13)	
561,91 (28) ^a				29 (2)	
577,24 (16) ^a				47 (3)	0,5 (3)
608,31 (15)	3794,57 (30)	3186,26 (26)	$9^+ \rightarrow (7)$	21,1 (19)	
663,54 (34)	3044,80 (41)	2381,26 (23)	$(5 \text{ a } 10)^c \rightarrow (8)$	23,3 (18)	
783,23 (15)	2373,05 (25)	1589,82 (20)	$7^{(-)} \rightarrow 6^-$	68 (5)	0,5 (2)
959,08 (22) ^f	1704,46 (29)	745,38 (19)	$(1 \text{ to } 5)^c \rightarrow (3)^+$	4,2 (17)	
1017,96 (13)	1589,82 (20)	571,86 (15)	$6^- \rightarrow 4^+$	76 (5)	1,2 (3)
1041,64 (21) ^a				18,2 (18)	0,5 (2)
1097,70 (34) ^a				17 (3)	
1121,69 (26)	2711,51 (33)	1589,82 (20)	$(6, 7, 8^-)^c \rightarrow 6^-$	26 (3)	
1194,45 (18) ^a				6,1 (11)	
1376,86 (41) ^a	4563,12 (48)	3186,26 (26)	$\rightarrow (7)$	15 (2)	
1596,44 (16)	3186,26 (26)	1589,82 (20)	$(7)^e \rightarrow 6^-$	37 (3)	0,54 (17)
1608,87 (23)	3981,92 (34)	2373,05 (25)	$(7, 8, 9^-)^c \rightarrow (7)$	13,9 (15)	
1616,06 (36)	1976,43 (37)	360,37 (11)	$(3^+, 4^+, 5^+)^c \rightarrow 3^+$	8,6 (16)	1,5 (8)

^a Nova transição

^b Spin confirmado

^c Spin proposto por (SINGH, 2007)

^d Spin proposto

^e Spin proposto diferentemente da proposta de (CHAN, 1979)

^f Contaminação do ^{63}Cu

A razão DCO, através dos resultados da Tabela 3.1, confirma o caráter dipolar de 4 transições conhecidas de outros trabalhos (158,31 (7) keV, 211,49 (10) keV, 467,99 (16) keV e 783,23 (15) keV) e o caráter quadrupolar da transição de 1017,96 (13) keV. Treze transições já conhecidas não puderam ter seu caráter identificado devido à baixa estatística dos dados. Porém, pôde-se determinar o caráter dipolar de três transições: 249,36 (9) keV, que depopula o estado de energia 2317,68 (23) keV; 312,94 (8) keV, que depopula o estado de energia 2381,26 (23) keV e 478,50 (8) keV, que depopula o estado de energia 2068,32 (22) keV. Assumindo que o momento angular do núcleo tende a aumentar quando é excitado, utilizou-se o critério de somar uma unidade de momento angular para toda transição estabelecida de multipolaridade dipolar. Assim, os valores propostos para os estados de energia 2068,32 (22) keV, 2317,68 (23) keV e 2381,26 (23) keV são 7, 8 e 8, respectivamente. Pôde-se determinar também o caráter dipolar de duas novas transições não posicionadas no esquema de níveis: 577,24 (16) keV e 1041,64 (21) keV.

Inicialmente o raio γ de energia 1596,44 (16) keV teve sua distribuição angular medida através da reação $^{62}\text{Ni}(\alpha, p\gamma)^{64}\text{Cu}$ (CHAN, 1976), sendo que os resultados obtidos indicam que o estado de energia 3186,26 (26) keV é compatível com um spin J variando de 5 a 8. Devido ao fato de que reações do tipo (α, pn) popularem estados de spin mais elevados em relação a reações com prótons, foi sugerido que este estado tivesse spin igual a 7 ou 8. A escolha por 8⁺ foi feita em 1979, baseada em um modelo de camadas simples, onde os estados excitados de mais alto spin são descritos como o máximo acoplamento entre dois núcleons, sendo considerado como caroço um núcleo par-par (CHAN, 1979). Entretanto, o valor da razão DCO igual a 0,54 (17), obtido neste trabalho para a transição de 1596,44 (16) keV indica uma transição dipolar. Baseado nos resultados experimentais obtidos da distribuição angular (CHANG, 1976), este resultado de RDCO é compatível com spin 7, sendo este valor proposto para o estado de 3186,26 (26) keV.

4. Modelo Teórico

Devido ao fato do núcleo ser composto por prótons e nêutrons, que interagem entre si, tem-se que resolver um problema de muitos corpos para se obter uma descrição das propriedades nucleares. Uma primeira aproximação no modelo de representação deste sistema consiste em considerar que a interação entre os núcleons é do tipo de 2 corpos, isto é, somente dois núcleons interagem entre si. Com isso, temos um hamiltoniano do tipo (CASTEN, 2005):

$$H = T + V = \sum_{i=1}^A \frac{\vec{p}_i^2}{2m_i} + \sum_{i>k=1}^A V_{ik}(\vec{r}_i - \vec{r}_k) \quad (\text{equação 4.1})$$

Este hamiltoniano possui $3A$ coordenadas de posição acopladas, o que o torna praticamente impossível de ser resolvido para núcleos com muitos núcleons. Para diminuir a complexidade deste problema, outra aproximação precisa ser feita: considerar um potencial médio nuclear representativo da interação de cada núcleon com os demais ($U_i(\vec{r})$). Esta aproximação consiste em adicionar e subtrair o potencial médio de um corpo à equação 4.1 (BRUSSAARD, 1977):

$$H = \sum_{i=1}^A \left[\frac{\vec{p}_i^2}{2m_i} + U_i(\vec{r}) \right] + \sum_{i>k=1}^A V_{ik}(\vec{r}_i - \vec{r}_k) - \sum_{i=1}^A U_i(\vec{r})$$

$$H = H_0 + H_{\text{residual}} \quad (\text{Equação 4.2})$$

A questão central da equação 4.2 é determinar o potencial $U_i(\vec{r})$, que aproxime os efeitos do potencial de interação entre 2 corpos. O procedimento para a determinação deste

potencial médio é utilizar o método de Hartree-Fock, já que são necessárias funções de onda anti-simétricas no tratamento dos núcleons. A interação residual (representada por H_{residual}), na aproximação de campo médio, é tratada como uma pequena perturbação na solução de partícula independente dada por H_0 .

O potencial de oscilador harmônico esférico com termos proporcionais ao operador de momento angular orbital e à forte interação spin-órbita sofrida pelos núcleons, visto na equação 4.3 (CASTEN, 2005), cumpre as exigências de um potencial médio que represente os efeitos de potencial de interação entre dois corpos. Os estados nucleares obtidos com este potencial, mostrados na figura 4.1, corroboram a evidência experimental de efeito de camada fechada em núcleos com N e/ou Z mágicos.

$$U_i(\vec{r}) = \frac{1}{2} m \omega^2 \vec{r}^2 + D \vec{L}^2 - C \vec{L} \cdot \vec{S} \quad (\text{Equação 4.3})$$

Assim, o modelo de camadas, considerando partículas independentes, consegue descrever muito bem a evidência experimental dos primeiros estados excitados, criados pela excitação de uma única partícula, em núcleos que possuem apenas uma partícula fora de camada duplamente fechada. Para os demais núcleos é necessário considerar a interação residual entre os núcleons.

Surge novamente o problema de interação entre muitos corpos. Para contorná-lo, foi feita uma nova aproximação: considerar que apenas os núcleons fora da camada fechada, chamados de núcleons de valência, podem ser excitados e contribuem para as propriedades nucleares. Os núcleons que pertencem às camadas fechadas são considerados como se fossem um caroço inerte, contribuindo apenas na formação do potencial médio nuclear ($U_i(\vec{r})$). Esta aproximação, junto com o tamanho (ou dimensão) do espaço de valência (orbitais que os

núcleons de valência podem ocupar) constituem o Modelo de Camadas em Larga Escala (Large Scale Shell Model - LSSM) e resulta que a equação 4.2 é utilizada apenas para os núcleons de valência, sendo que para a determinação de H_0 continua-se utilizando a aproximação de partícula independente descrita anteriormente.

Figura 4.1: (a) Resultado dos níveis de energia obtidos a partir do oscilador harmônico esférico, (b) incluindo-se a interação de l^2 , ocorre uma alteração na forma do potencial e há quebra de algumas degenerescências e (c) incluindo-se a interação spin-órbita, que reproduz os números mágicos (CASTEN, 2005).

A determinação da interação residual dada por H_{residual} é geralmente feita através de ajustes a dados experimentais (CAURIER, 2005). Considerando-se H_{residual} como uma perturbação de H_0 , pode-se determinar as energias dos estados excitados de um núcleo diagonalizando-se H numa base de estados de partículas independentes e, com estes valores, determinar as funções de onda destes estados.

Para se fazer previsões de propriedades nucleares com o LSSM, é necessário utilizar recursos computacionais devido à impossibilidade de se obter uma solução analítica e a grande quantidade de núcleons de valência, resultando numa limitação: o tempo necessário para se diagonalizar uma matriz de milhares de elementos. Este problema geralmente é contornado truncando-se o espaço de configurações (orbitais que a partícula pode ser excitada) e o número de partículas que podem ser excitadas.

Ao longo dos anos a denominação de Modelo de Camada em Larga Escala foi aplicada a diversas interações residuais e espaços de valência. Para a camada $1p$ foi desenvolvida em 1965 a interação Cohen–Kurath (COHEN, 1965) e, recentemente, esta camada foi revisitada pela interação PTBME (BROWN, 1999). Para os orbitais $2s$ e $1d$ a interação USD (BROWN, 1988) foi utilizada para descrever núcleos com massa entre 16 e 40.

Cálculos dos elementos de matrizes correspondentes à interação residual de núcleons na camada pf foram feitos em 1968 por Kuo e Brown [KUO, 1968], porém a tecnologia da época não permitia cálculos precisos para núcleons nesta camada. Em 1981, Poves e Zuker propuseram uma nova interação para a camada pf , a KB3 (POVES, 1981) e em 1991, Richter, van der Merwe, Julies e Brown propuseram a interação FPD6 (RICHTER, 1991). Em 2001, Poves, Sánchez-Solano, Caurier e Nowacki reviram as interações KB3 e FPD6 nas imediações do número mágico $N = Z = 28$, surgindo daí uma nova interação: a KB3G

(POVES, 2001), que descreve bem núcleos com $A \leq 52$. Em 2002, Honma, Otsuka, Brown e Mizusaki propuseram uma nova interação, a GXPF1 (HONMA, 2002), sendo seus resultados para os núcleos $^{56,57,58,59}\text{Ni}$ apresentados em 2004 (HONMA, 2004). Esta interação também obteve bons resultados para os núcleos ^{58}Cu (LISETSKIY, 2003) e ^{58}Co (SILVEIRA, 2006).

As interações KB3, FPD6, KB3G e GXPF1, porém, só descrevem estados de paridade natural¹⁶ para núcleos que ocupam a camada *pf*. Para se descrever estados de paridade não natural para núcleos que ocupam esta camada é necessário considerar excitações de núcleons do caroço que ocupam o orbital $1d_{3/2}$, ou excitações dos núcleons de valência para o orbital $1g_{9/2}$. No caso de um núcleo com muitos núcleons de valência ocupando a camada *pf*, é mais provável que, para estados de paridade não natural, ocorra excitações para o orbital $1g_{9/2}$, pois, observando-se a figura 4.1(c) nota-se que este orbital está mais próximo em energia do que o orbital $1d_{3/2}$. Assim, para descrições de estados de paridade não natural deve-se utilizar outra interação, conhecida como *fpg* (NOWACKI, 1996 e SORLIN, 2002), que possibilita a descrição de núcleos com núcleons de valência ocupando o orbital $1g_{9/2}$.

¹⁶ Paridade natural: positiva para núcleos com A par (núcleos com N e Z pares ou N e Z ímpares) e negativa para A ímpar (núcleos com N ou Z ímpares), que possuem núcleons de valência ocupando a camada *pf*.

5. Resultados Teóricos

As previsões de propriedades nucleares utilizando o Modelo de Camadas em Larga Escala (LSSM) só podem ser feitas utilizando recursos computacionais, uma vez que não é possível obter uma solução analítica para um sistema de muitos corpos. Solucionar um problema computacionalmente depende tanto das ferramentas matemáticas para a resolução do problema, quanto da otimização do programa (código) implementado que fará os cálculos e da velocidade de processamento do computador (*hardware*).

Um dos principais problemas encontrados na descrição utilizando o LSSM é o tempo necessário para diagonalizar uma matriz que contenha milhares de elementos, proveniente da interação entre os núcleons de valência. Mesmo truncando-se o espaço de configurações, ainda é necessário limitar o número de partículas possíveis de serem excitadas neste espaço.

O núcleo ^{64}Cu possui 24 núcleons ocupando a camada pf , como visto na figura 5.1. Observando-se a distribuição de prótons e nêutrons nesta camada, um primeiro critério para truncar o espaço de configurações seria considerar como caroço inerte o núcleo ^{56}Ni , que é duplamente mágico com $N = Z = 28$. Porém, a utilização deste espaço de configurações truncado não consegue reproduzir adequadamente valores experimentais para núcleos nesta região, sendo necessário considerar excitações deste caroço inerte (HOMNA, 2004).

Outro critério para se truncar este espaço de configurações seria considerar o núcleo ^{48}Ca como caroço inerte. Neste espaço de configurações, é possível excitar todos os 9 prótons que ocupam a camada pf e também 7 nêutrons.

Figura 5.1: Representação da ocupação da camada pf pelos núcleons de valência do núcleo ^{64}Cu . Sendo π a representação para prótons e ν a representação para nêutrons.

Um dos objetivos deste trabalho foi testar se este critério de truncamento do espaço de valência seria capaz de reproduzir teoricamente a evidência experimental do núcleo ^{64}Cu . Para realizar uma comparação entre as representações possíveis, também utilizou-se como caroço inerte o núcleo ^{40}Ca , que aumenta o espaço de valência, e que vem sendo utilizado com frequência como caroço inerte para a descrição de núcleos na camada pf , como visto em AXIOTIS (2007), HOROI (2007) e BENTLEY (2006).

Excitações dos núcleons de valência do ^{64}Cu na camada pf resultam em estados cujas paridades são sempre positivas, uma vez que a paridade (π) é uma função do momento angular orbital de cada núcleon, como visto na equação 5.1 (CASTEN, 2005). Para se obter descrições de estados de paridade negativa, excitações para o orbital $g_{9/2}$ devem ser consideradas.

$$\pi = \prod_i^A (-1)^{l_i} = (-1)^{\sum_{i=1}^A l_i} \quad (\text{Equação 5.1})$$

Sendo A o número de massa do núcleo.

Para efetuar os cálculos considerando o LSSM, utilizou-se o código Antoine (CAURIER, 1999), que permite a escolha da restrição do espaço total de valência e da

quantidade de núcleons a serem excitados. Como interação residual entre os núcleons foram utilizadas as interações GXPF1 (HONMA, 2002 e 2004) e *fpg* (NOWACKI, 1996; SORLIN, 2002). A interação GXPF1 considera apenas excitações na camada *pf*, descrevendo somente estados de paridade positiva enquanto a interação *fpg* também permite excitações para o orbital $1g_{9/2}$, descrevendo assim os estados de paridades positivas e negativas.

Para a descrição do núcleo ^{64}Cu utilizando o código Antoine, algumas variáveis foram estudadas devido ao truncamento do espaço de configurações e do número de núcleons a serem excitados¹⁷: influência do número de partículas excitadas na convergência dos resultados numéricos em relação aos experimentais, influência da distribuição de núcleons nos orbitais de valência e influência do valor do erro de precisão do cálculo numérico. A dependência dos resultados com estas variáveis será discutida a seguir em tópicos separados.

5.1 - Dependência dos resultados com o número de núcleons a serem excitados para outro orbital

O número máximo de núcleons de valência que podem ser excitados em um determinado espaço de configurações é limitado devido às dimensões das matrizes envolvidas (CAURIER, 2005). A escolha da distribuição deste número máximo de partículas no espaço de configurações é uma decisão arbitrária, resultante da atribuição de valores para cada orbital no espaço de configurações, aqui chamados de pesos atribuídos aos orbitais. Esta atribuição de valores representa o quão difícil é excitar uma partícula para um determinado orbital, restringindo assim seu acesso a todos os núcleons de valência.

¹⁷ No caso de paridade negativa, considerou-se a excitação de apenas um nêutron para o orbital $1g_{9/2}$.

A quantidade possível de partículas a serem excitadas depende não apenas do peso atribuído a cada orbital, mas também das possíveis combinações entre estes pesos. A esta combinação de quantidade possível de núcleons excitados com a distribuição de pesos dos orbitais será aqui atribuída o nome de Número Máximo para Combinações (NMC). O NMC também leva em conta o Princípio de Exclusão de Pauli.

Se for considerada, por exemplo, a excitação de pelo menos um nêutron para o estado $1f_{5/2}$, cujo peso atribuído é 2, proveniente de qualquer um dos orbitais $1f_{7/2}$ e $2p_{3/2}$, cujos pesos valem 0 e 1, respectivamente, teremos que ter pelo menos $\text{NMC} = 2$ para ter excitação de uma partícula do orbital $1f_{7/2}$. Este valor mínimo de NMC é devido à máxima diferença de pesos obtida entre os orbitais considerados, isto é, a máxima diferença que ocorre neste exemplo entre os pesos é igual a 2, pois o peso do orbital para qual se quer excitar uma partícula é 2 (orbital $1f_{5/2}$) e o menor valor de peso para os orbitais considerados como originários da partícula a ser excitada é 0 (orbital $1f_{7/2}$). Assim, com este valor de NMC podem ocorrer as seguintes situações: um nêutron é excitado do orbital $1f_{7/2}$ para o orbital $f_{5/2}$ ou dois nêutrons pertencentes ao orbital $2p_{3/2}$ são excitados para o orbital $1f_{5/2}$. Para valores maiores de NMC, outras combinações de excitação se tornam possíveis.

Há, contudo, o limite computacional para o valor de NMC. A cada unidade aumentada de NMC a dimensão da matriz de diagonalização para obtenção dos estados excitados do núcleo de interesse aumenta muito. Este aumento traz, como consequência, a impossibilidade de se diagonalizar a matriz em um tempo viável com os recursos computacionais atuais. Mas, mesmo com este limite, pode-se verificar se existe uma convergência dos valores calculados para os estados excitados em relação aos valores experimentais.

Para esta verificação, considerou-se somente estados de paridade positiva para as interações residuais GXPf1 e *fpg*, além de se fixar todos os outros parâmetros possíveis de

serem modificados: pesos atribuídos aos orbitais como sendo 0 para o orbital $1f_{7/2}$ e 1 para os orbitais $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$ e $2p_{1/2}$ (isto é, pode-se excitar os núcleons de todos os orbitais sem restrição em sua distribuição); valor de convergência do cálculo numérico (erro de precisão) como 1 keV; caroço inerte como sendo o núcleo de ^{40}Ca e existência de apenas um estado para cada valor de spin. O único parâmetro possível de alteração foi o valor de NMC fornecido ao código Antoine.

A figura 5.2 mostra o crescimento da dimensão da matriz de diagonalização em relação ao valor de NMC para as interações GXPF1 e fp_g . No cálculo das dimensões das matrizes a serem diagonalizadas, os únicos parâmetros considerados são os pesos atribuídos aos orbitais e o valor de NMC, desprezando assim qual a interação residual e qual o valor do erro de precisão.

Figura 5.2: Crescimento da dimensão da matriz necessária para calcular os estados excitados do núcleo ^{64}Cu em função de NMC para pesos atribuídos aos orbitais $1f_{7/2}$, $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$ e $2p_{1/2}$ como sendo 0 1 1 1, respectivamente, e utilizando caroço inerte de ^{40}Ca .

A figura 5.3 mostra os níveis de energia calculados em comparação aos experimentais para as interações (a) GXPF1 e (b) fp_g . Para verificar o quanto estes níveis se aproximam dos

valores experimentais, calculou-se a diferença quadrática destes valores, cujo resultado pode ser visto na figura 5.4.

Figura 5.3: Resultados dos valores calculados de energia dos estados excitados para o núcleo ^{64}Cu com o aumento do valor de NMC e com valores de pesos atribuídos aos orbitais $1f_{7/2}$, $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$ e $2p_{1/2}$ iguais a 0 1 1 1, respectivamente, com as interações (a) GXPF1 e (b) fpg . O valor da energia dos níveis nucleares é dado em keV.

Figura 5.4: Diferença quadrática em função de NMC para pesos atribuídos aos orbitais $1f_{7/2}$, $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$ e $2p_{1/2}$ como sendo 0 1 1 1, respectivamente, e utilizando caroço inerte de ^{40}Ca para as interações residuais (a) GXPF1 e (b) fpg .

Observa-se na figura 5.4 que a interação GXPF1 converge mais rapidamente do que a fp_g e que a interação GXPF1 converge para um valor menor de diferença quadrática. A interação fp_g converge mais lentamente devido a presença de um estado 9^+ espúrio¹⁸ que aparece nos cálculos com esta interação para valores mais baixos de NMC.

5.2 Dependência dos resultados com o peso atribuído aos orbitais de valência

Foi visto que o peso dado aos orbitais é uma escolha arbitrária. Contudo, se o valor atribuído ao NMC for muito grande, espera-se que os resultados teóricos independam desta escolha devido ao grande número de núcleons possíveis de serem excitados, mesmo considerando-se as diversas combinações entre os pesos atribuídos aos orbitais.

Para a verificação desta hipótese, considerou-se novamente os parâmetros anteriores, exceto para o peso atribuído aos orbitais, cujos valores são: 0 para o orbital $1f_{7/2}$, 2 para o orbital $2p_{3/2}$ e 3 para os orbitais $1f_{5/2}$ e $2p_{1/2}$. Isto implica que a probabilidade de um núcleon que está no orbital $1f_{7/2}$ ocupar o orbital $2p_{1/2}$ é mais baixa do que a de uma partícula no orbital $1f_{5/2}$ ocupar este mesmo orbital. Esta escolha de peso foi baseada no espaçamento entre os orbitais de um núcleo não deformado (figura 4.1(c)).

A figura 5.5 mostra o crescimento da dimensão da matriz de diagonalização em relação ao NMC. Com os valores da diferença quadrática, vistos na figura 5.6, pode-se verificar a convergência dos estados calculados em relação aos experimentais para as interações (a) GXPF1 e (b) fp_g .

¹⁸ Um estado é aqui considerado espúrio quando o cálculo da energia do estado resulta em um nível com baixa energia e alto valor de spin.

Figura 5.5: Crescimento da dimensão da matriz necessária para calcular os estados excitados do núcleo ^{64}Cu em função de NMC para pesos atribuídos aos orbitais $1f_{7/2}$, $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$ e $2p_{1/2}$ como sendo 0 2 3 3, respectivamente, e utilizando caroço inerte de ^{40}Ca .

Figura 5.6: Diferença quadrática em função de NMC para pesos atribuídos aos orbitais $1f_{7/2}$, $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$ e $2p_{1/2}$ como sendo 0 2 3 3, respectivamente, e utilizando caroço inerte de ^{40}Ca para as interações residuais (a) GXPF1 e (b) *fpg*.

Na figura 5.6(a) percebe-se que o segundo e terceiro pontos não seguem o comportamento sugerido pelos demais pontos. Isto ocorre devido à inversão que surge entre os spins do estado fundamental e primeiro estado excitado, grandes diferenças na energia dos

estados excitados calculados com os experimentais (no caso do segundo ponto) e presença de um estado espúrio de spin 9^+ , no caso do terceiro ponto.

Na figura 5.6(b), nota-se que para valores de NMC menores do que 10 há uma grande variação na diferença quadrática devida a pouca quantidade de núcleons excitados e presença de estado espúrio com spin 9^+ . Nota-se que, devido à presença deste estado espúrio, houve uma divergência na tendência do valor da diferença quadrática para NMC igual a 18.

Ao se comparar as figuras 5.4 e 5.6, observa-se que ambos os processos convergem para a mesma ordem de grandeza (aproximadamente $3,9 \times 10^6$ para GXPF1 e aproximadamente $6,2 \times 10^6$ para *fpg*). Estes resultados confirmam que a escolha do peso não influencia nos resultados quando existe um grande número de núcleons a serem excitados.

Em relação aos valores de energia dos estados calculados em comparação com os valores experimentais, observa-se que, para os valores máximos de NMC para as duas configurações de ocupação (figura 5.7) que ambas invertem o spin do estado fundamental com o do primeiro estado excitado para as duas interações.

Figura 5.7: Comparação entre os valores calculados utilizando o código Antoine e as interações (a) GXPF1 e (b) *fpg* com os valores experimentais dos níveis de energia para dois valores diferentes de pesos atribuídos aos orbitais $1f_{7/2}$, $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$ e $2p_{1/2}$.

Na figura 5.7(a) percebe-se que as energias calculadas pelos dois métodos estão dentro do erro de precisão do cálculo (1 keV). O estado 5^+ calculado possui energia 100 keV abaixo do experimental e o estado 9^+ está quase 2000 keV acima do estado 9^+ experimental. Observa-se na figura 5.7(b) que as energias de todos os estados nucleares possuem praticamente o mesmo valor para as duas configurações de ocupação dos orbitais. A interação *fpg* também inverte os spins do estado fundamental com o do primeiro estado excitado e o estado 9^+ não é bem descrito.

5.3 - Dependência dos resultados com o erro de precisão do cálculo numérico

Quando se realiza um cálculo numérico, é necessário determinar o erro de precisão do cálculo. O erro de precisão do cálculo é obtido através da diferença entre os resultados de duas iterações consecutivas. Valores de erros de precisão muito pequenos resultam num tempo muito grande para realização dos cálculos.

O código Antoine permite a escolha do erro de precisão do cálculo das energias dos estados excitados. Para verificar a influência do valor do erro de precisão, além de serem utilizados somente estados de paridade positiva para ambas as interações e caroço inerte de ^{40}Ca , fixou-se os parâmetros: pesos atribuídos aos orbitais como sendo 0 para o orbital $1f_{7/2}$, 2 para o orbital $2p_{3/2}$ e 3 para os orbitais $1f_{5/2}$ e $2p_{1/2}$; existência de apenas um estado para cada valor de spin e valores de NMC iguais a 16 no caso da interação GXPF1 e 17 no caso da interação *fpg*. Estes valores de NMC foram escolhidos por pertencerem à região onde os valores da diferença quadrática assumem um valor praticamente constante (ver figura 5.6). O único parâmetro possível de alteração é o valor do erro de precisão das energias dos estados excitados fornecido ao código Antoine. Os resultados obtidos podem ser vistos na figura 5.8.

Figura 5.8: Valores da diferença quadrática das energias dos estados nucleares experimentais e teóricos obtidos quando se varia o erro de precisão do cálculo numérico para as interações (a) GXPf1 e (b) *fpg*.

Observando-se a figura 5.8(a) pode-se notar que há uma grande variação nos valores da diferença quadrática na região de 10 a 100 keV. Na região de 0,1 a 10 keV, os valores da diferença quadrática não sofrem variações bruscas, tendo convergido para um valor aproximado de $3,78 \times 10^6$. Na figura 5.8(b) nota-se que esta interação também sofre variações na região de 10 a 100 keV e converge para um valor de $6,255 \times 10^6$ na região com valores menores do que 10 keV.

5.4 - Cálculo do núcleo ^{64}Cu

Com o estudo preliminar, pôde-se ter maior segurança na entrada de dados do código Antoine e suas respostas para os parâmetros: NMC, pesos atribuídos aos orbitais e erro de precisão do cálculo numérico. Com estes resultados, realizou-se o estudo do núcleo ^{64}Cu utilizando-se as interações GXPf1 e *fpg* e, como caroço inerte, os núcleos $^{40,48}\text{Ca}$. Neste estudo considerou-se que o erro de precisão dos cálculos dos níveis de energia como 1 keV,

por ser um valor que se encontra na região de convergência com os resultados experimentais (figura 5.8).

Os resultados obtidos serão tratados em separado.

Interação GXPF1 considerando como caroço inerte o núcleo ^{48}Ca

Para a modelagem dos níveis de energia e configurações de partículas excitadas do núcleo ^{64}Cu considerando a interação GXPF1 utilizou-se o núcleo ^{48}Ca como caroço inerte e atribuiu-se os pesos de ocupação dos orbitais como 0 para o orbital $1f_{7/2}$ (no caso de prótons), 2 para o orbital $2p_{3/2}$ e 3 para os orbitais $1f_{5/2}$ e $2p_{1/2}$ (para prótons e nêutrons) e valor de $\text{NMC} = 16$. Os resultados teóricos obtidos com o modelo proposto podem ser vistos na figura 5.9.

Figura 5.9: Comparação dos resultados dos níveis de energia (em keV) previstos com o Modelo de Camadas utilizando a interação residual GXPF1 e caroço inerte ^{48}Ca com os resultados experimentais.

Observando-se a figura 5.9, nota-se que alguns estados não são bem descritos com esta configuração. O cálculo do estado excitado para a descrição do estado de energia igual a 159 keV e spin 2^+ está 100 keV abaixo do valor experimental. O estado 4^+ calculado está

aproximadamente 480 keV abaixo do experimental. Esta configuração não consegue reproduzir a diferença existente experimentalmente entre os estados 4^+ e (5^+) . A energia do estado 9^+ está cerca de 700 keV acima do experimental.

As funções de onda para a descrição dos estados excitados obtidas com a interação GXPF1 e com o caroço inerte de ^{48}Ca podem ser vistas na tabela 5.1. Estas funções de onda possuem grande mistura de configurações, sendo mostradas na tabela 5.1 somente as predominantes.

Tabela 5.1: Configurações predominantes na descrição dos estados excitados do núcleo ^{64}Cu , considerando a interação GXPF1 e caroço inerte o núcleo ^{48}Ca . J^π representa o spin e a paridade do estado excitado e Energia é a energia do estado excitado prevista pelo Modelo de Camadas em Larga Escala (LSSM).

J^π	Energia teórica dos níveis nucleares (keV)	Energia experimental dos níveis nucleares (keV)	grau de mistura (%)	Configuração
1^+	0	0	11	$\pi p_{\frac{1}{2}}^1 \otimes \nu f_{\frac{1}{2}}^2 p_{\frac{1}{2}}^1$
			12	$\pi f_{\frac{1}{2}}^{-1} p_{\frac{1}{2}}^2 \otimes \nu f_{\frac{1}{2}}^2 p_{\frac{1}{2}}^1$
			12	$\pi p_{\frac{1}{2}}^1 \otimes \nu f_{\frac{1}{2}}^1 p_{\frac{1}{2}}^2$
			11	$\pi f_{\frac{1}{2}}^{-2} p_{\frac{1}{2}}^3 \otimes \nu f_{\frac{1}{2}}^1 p_{\frac{1}{2}}^2$
2^+	60	158	12	$\pi p_{\frac{1}{2}}^1 \otimes \nu f_{\frac{1}{2}}^3$
			12	$\pi p_{\frac{1}{2}}^1 \otimes \nu f_{\frac{1}{2}}^2 p_{\frac{1}{2}}^1$
			11	$\pi f_{\frac{1}{2}}^{-1} p_{\frac{1}{2}}^2 \otimes \nu f_{\frac{1}{2}}^2 p_{\frac{1}{2}}^1$
2^+	193	277	12	$\pi p_{\frac{1}{2}}^1 \otimes \nu f_{\frac{1}{2}}^2 p_{\frac{1}{2}}^1$
			14	$\pi f_{\frac{1}{2}}^{-1} p_{\frac{1}{2}}^2 \otimes \nu f_{\frac{1}{2}}^1 p_{\frac{1}{2}}^2$
3^+	352	360	10	$\pi p_{\frac{1}{2}}^1 \otimes \nu f_{\frac{1}{2}}^2 p_{\frac{1}{2}}^1$
3^+	613	745	10	$\pi f_{\frac{1}{2}}^{-2} p_{\frac{1}{2}}^3 \otimes \nu f_{\frac{1}{2}}^1 p_{\frac{1}{2}}^2$
4^+	94	572	16	$\pi p_{\frac{1}{2}}^1 \otimes \nu f_{\frac{1}{2}}^1 p_{\frac{1}{2}}^2$
			15	$\pi f_{\frac{1}{2}}^{-1} p_{\frac{1}{2}}^2 \otimes \nu f_{\frac{1}{2}}^1 p_{\frac{1}{2}}^2$
			19	$\pi f_{\frac{1}{2}}^{-2} p_{\frac{1}{2}}^3 \otimes \nu f_{\frac{1}{2}}^1 p_{\frac{1}{2}}^2$
5^+	588	1976	12	$\pi f_{\frac{1}{2}}^{-3} p_{\frac{1}{2}}^4 \otimes \nu f_{\frac{1}{2}}^1 p_{\frac{1}{2}}^2$
9^+	4464	3794	26	$\pi f_{\frac{1}{2}}^{-2} p_{\frac{1}{2}}^3 \otimes \nu f_{\frac{1}{2}}^1 p_{\frac{1}{2}}^2$
			14	$\pi f_{\frac{1}{2}}^{-2} p_{\frac{1}{2}}^2 p_{\frac{1}{2}}^1 \otimes \nu f_{\frac{1}{2}}^1 p_{\frac{1}{2}}^2$

Interação GXPF1 considerando como caroço inerte o núcleo ^{40}Ca

Para descrever os primeiros estados conhecidos do núcleo ^{64}Cu considerou-se como caroço inerte o núcleo ^{40}Ca , pesos atribuídos aos orbitais iguais a 0 para o orbital $1f_{7/2}$, 2 para o orbital $2p_{3/2}$ e 3 para os orbitais $1f_{5/2}$ e $2p_{1/2}$ e valor de $\text{NMC} = 16$. Os resultados teóricos obtidos com o modelo e com as configurações propostas podem ser vistos na figura 5.10.

Figura 5.10: Comparação dos resultados dos níveis de energia (em keV) previstos com o Modelo de Camadas utilizando a interação residual GXPF1 e caroço inerte ^{40}Ca com os resultados experimentais.

Nota-se que a previsão do Modelo de Camadas inverteu os dois primeiros estados $J^\pi = 2^+$ e 1^+ , porém reproduz bem as energias dos dois estados de spin 3^+ (estruturas I e II) e dos estados de spin 4^+ e 5^+ . Esta configuração, entretanto, não conseguiu reproduzir bem o estado com spin 9^+ , visto que o resultado obtido pelo LSSM possui energia de aproximadamente 2000 keV acima do valor experimental.

As funções de onda obtidas através do código Antoine, possuem grande mistura de configurações, sendo que as configurações predominantes podem ser vistas na tabela 5.2.

Tabela 5.2: Configurações predominantes na descrição dos estados excitados do núcleo ^{64}Cu , considerando a interação GXPF1 e caroço inerte o núcleo ^{40}Ca . J^π representa o spin e a paridade do estado excitado e Energia é a energia do estado excitado prevista pelo Modelo de Camadas em Larga Escala (LSSM).

J^π	Energia teórica dos níveis nucleares (keV)	Energia experimental dos níveis nucleares (keV)	grau de mistura (%)	Configuração
1^+	102	0	17	$\pi p_{\frac{1}{2}}^1 \otimes \nu f_{\frac{1}{2}}^3$
			12	$\pi p_{\frac{1}{2}}^1 \otimes \nu f_{\frac{1}{2}}^2 p_{\frac{1}{2}}^1$
2^+	0	158	15	$\pi p_{\frac{1}{2}}^1 \otimes \nu f_{\frac{1}{2}}^3$
2^+	393	277	18	$\pi p_{\frac{1}{2}}^1 \otimes \nu f_{\frac{1}{2}}^2 p_{\frac{1}{2}}^1$
3^+	374	360	19	$\pi p_{\frac{1}{2}}^1 \otimes \nu f_{\frac{1}{2}}^3$
3^+	846	745	10	$\pi p_{\frac{1}{2}}^1 \otimes \nu p_{\frac{1}{2}}^{-1} f_{\frac{1}{2}}^2 p_{\frac{1}{2}}^2$
4^+	531	572	21	$\pi p_{\frac{1}{2}}^1 \otimes \nu f_{\frac{1}{2}}^3$
			14	$\pi p_{\frac{1}{2}}^1 \otimes \nu f_{\frac{1}{2}}^1 p_{\frac{1}{2}}^2$
5^+	1882	1976	12	$\pi p_{\frac{1}{2}}^1 \otimes \nu f_{\frac{1}{2}}^2 p_{\frac{1}{2}}^1$
9^+	5733	3794	16	$\pi f_{\frac{1}{2}}^{-1} p_{\frac{1}{2}}^2 \otimes \nu p_{\frac{1}{2}}^{-1} f_{\frac{1}{2}}^4$
			13	$\pi f_{\frac{1}{2}}^{-1} p_{\frac{1}{2}}^2 \otimes \nu p_{\frac{1}{2}}^{-1} f_{\frac{1}{2}}^3 p_{\frac{1}{2}}^1$

Interação fpg considerando como caroço inerte o núcleo ^{48}Ca

A modelagem dos níveis de energia e configurações partícula-buraco excitadas do núcleo ^{64}Cu utilizando a interação *fpg* e como caroço inerte o núcleo ^{48}Ca , foi realizada considerando-se os pesos atribuídos aos orbitais $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$ e $2p_{1/2}$ como 1 para prótons e nêutrons e, no caso de excitações de prótons, também considerou-se o orbital $1f_{7/2}$ com peso igual a 0. No caso de excitações de nêutrons, considerou-se também o orbital $1g_{9/2}$ com peso

igual a 3, para limitar a quantidade de nêutrons excitados para este orbital. O valor de NMC atribuído foi 6. Os resultados obtidos podem ser vistos na figura 5.11.

Figura 5.11: Comparação dos resultados dos níveis de energia (em keV) previstos com o Modelo de Camadas utilizando a interação residual *fpg* e caroço inerte ^{48}Ca com os resultados experimentais.

Observando-se a figura 5.11, percebe-se que esta configuração não descreve bem as energias dos estados de paridades positiva e negativa do núcleo ^{64}Cu . Há troca de spin do estado fundamental com o primeiro estado excitado. A interação *fpg* com caroço inerte de ^{48}Ca sugere uma grande diferença em energia entre os estados 3⁺ e 4⁺ teóricos que não existe experimentalmente e não consegue reproduzir a diferença existente entre os estados 4⁺ e (5)⁺. O estado 9⁺ está quase 1500 keV acima do experimental.

Há uma grande diferença em energia entre os estados nucleares teóricos de paridade negativa. O estado 6⁻ previsto pelo LSSM está cerca de 1900 keV acima do experimental e o estado 9⁻ está quase 2300 keV acima do experimental.

As configurações de partícula-buraco que compõem as funções de onda dos estados excitados de ambas as paridades são extremamente misturadas.

Interação fpg considerando como caroço inerte o núcleo ^{40}Ca

A modelagem dos níveis de energia e configurações partícula-buraco do núcleo ^{64}Cu utilizando a interação *fpg* e o núcleo ^{40}Ca como caroço inerte, foi realizada atribuindo-se os pesos para os orbitais $1f_{7/2}$, $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$ e $2p_{1/2}$ como 0 1 1 1, respectivamente para prótons e nêutrons e, no caso de nêutrons, considerou-se também o orbital $1g_{9/2}$ com peso igual a 3. O valor de NMC atribuído foi 5. Esta configuração de pesos foi escolhida devido à divergência que ocorre na configuração 0 2 3 3 para os orbitais $1f_{7/2}$, $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$ e $2p_{1/2}$, respectivamente, como mostra a figura 5.6. Os resultados do modelo e configurações propostos podem ser vistos na figura 5.12.

Figura 5.12: Comparação dos resultados dos níveis de energia (em keV) previstos com o Modelo de Camadas utilizando a interação residual *fpg* e caroço inerte ^{40}Ca com os resultados experimentais.

O modelo de Camadas considerando a interação residual *fpg* também inverteu os dois primeiros estados (2^+ e 1^+), e também descreveu razoavelmente alguns estados de paridade positiva. Mas descreve muito bem os poucos estados de paridade negativa conhecidos.

A descrição das funções de onda das configurações do tipo partícula-buraco obtida mostra uma grande mistura de configurações, cujos resultados predominantes para cada estado podem ser vistos na tabela 5.3.

Tabela 5.3: Configurações predominantes na descrição dos estados excitados do núcleo ^{64}Cu , considerando a interação fp e caroço inerte o núcleo ^{40}Ca . J^π representa o spin e a paridade do estado excitado e Energia é a energia do estado excitado prevista pelo Modelo de Camadas em Larga Escala (LSSM).

J^π	Energia teórica dos níveis nucleares (keV)	Energia experimental dos níveis nucleares (keV)	grau de mistura (%)	Configuração
1^+	86	0	29	$\pi p_{\frac{1}{2}}^1 \otimes \nu f_{\frac{5}{2}}^2 p_{\frac{1}{2}}^1$
			10	$\pi p_{\frac{1}{2}}^1 \otimes \nu p_{\frac{3}{2}}^{-1} f_{\frac{5}{2}}^2 p_{\frac{1}{2}}^2$
2^+	0	158	22	$\pi p_{\frac{1}{2}}^1 \otimes \nu f_{\frac{5}{2}}^2 p_{\frac{1}{2}}^1$
			16	$\pi p_{\frac{1}{2}}^1 \otimes \nu p_{\frac{3}{2}}^{-1} f_{\frac{5}{2}}^2 p_{\frac{1}{2}}^2$
2^+	498	277	16	$\pi p_{\frac{1}{2}}^1 \otimes \nu f_{\frac{5}{2}}^2 p_{\frac{1}{2}}^1$
			11	$\pi p_{\frac{1}{2}}^1 \otimes \nu p_{\frac{3}{2}}^{-1} f_{\frac{5}{2}}^2 p_{\frac{1}{2}}^2$
3^+	574	360	26	$\pi p_{\frac{1}{2}}^1 \otimes \nu p_{\frac{3}{2}}^{-1} f_{\frac{5}{2}}^2 p_{\frac{1}{2}}^2$
3^+	1152	745	10	$\pi p_{\frac{1}{2}}^1 \otimes \nu f_{\frac{5}{2}}^3$
			10	$\pi p_{\frac{1}{2}}^1 \otimes \nu f_{\frac{5}{2}}^2 p_{\frac{1}{2}}^1$
4^+	941	572	27	$\pi p_{\frac{1}{2}}^1 \otimes \nu f_{\frac{5}{2}}^1 p_{\frac{1}{2}}^2$
5^+	2079	1976	13	$\pi p_{\frac{1}{2}}^1 \otimes \nu p_{\frac{3}{2}}^{-1} f_{\frac{5}{2}}^3 p_{\frac{1}{2}}^1$
			16	$\pi p_{\frac{1}{2}}^1 \otimes \nu p_{\frac{3}{2}}^{-1} f_{\frac{5}{2}}^2 p_{\frac{1}{2}}^2$
9^+	6574	3794	10	$\pi f_{\frac{7}{2}}^{-1} p_{\frac{3}{2}}^2 \otimes \nu p_{\frac{3}{2}}^{-1} f_{\frac{5}{2}}^3 p_{\frac{1}{2}}^1$
			18	$\pi f_{\frac{7}{2}}^{-1} p_{\frac{3}{2}}^2 \otimes \nu p_{\frac{3}{2}}^{-1} f_{\frac{5}{2}}^2 p_{\frac{1}{2}}^2$
6^-	1627	1590	10	$\pi p_{\frac{1}{2}}^1 \otimes \nu p_{\frac{3}{2}}^{-1} f_{\frac{5}{2}}^2 p_{\frac{1}{2}}^1 g_{\frac{7}{2}}^1$
			12	$\pi p_{\frac{1}{2}}^1 \otimes \nu p_{\frac{3}{2}}^{-2} f_{\frac{5}{2}}^2 p_{\frac{1}{2}}^2 g_{\frac{7}{2}}^1$
7^-	2381	2373	8	$\pi f_{\frac{5}{2}}^1 \otimes \nu p_{\frac{3}{2}}^{-1} f_{\frac{5}{2}}^2 p_{\frac{1}{2}}^1 g_{\frac{7}{2}}^1$
			9	$\pi f_{\frac{5}{2}}^1 \otimes \nu p_{\frac{3}{2}}^{-2} f_{\frac{5}{2}}^2 p_{\frac{1}{2}}^2 g_{\frac{7}{2}}^1$
			7	$\pi f_{\frac{5}{2}}^{-1} p_{\frac{3}{2}}^1 f_{\frac{5}{2}}^1 \otimes \nu p_{\frac{3}{2}}^{-2} f_{\frac{5}{2}}^2 p_{\frac{1}{2}}^2 g_{\frac{7}{2}}^1$
9^-	4136	3982	17	$\pi p_{\frac{1}{2}}^1 \otimes \nu p_{\frac{3}{2}}^{-1} f_{\frac{5}{2}}^1 p_{\frac{1}{2}}^2 g_{\frac{7}{2}}^1$

Comparação dos resultados

Ao se modelar os dados experimentais considerando-se como caroço inerte o núcleo ^{48}Ca e as interações GXPF1 (figura 5.9) e fpg (figura 5.11), observa-se que a interação GXPF1 descreve melhor os estados de paridade positiva, mesmo não conseguindo reproduzir em energia os estados 4^+ e 5^+ . Os estados de paridade negativa, obtidos com a interação fpg , não se aproximam dos estados experimentais.

Os resultados da modelagem obtidos considerando como caroço inerte o núcleo ^{40}Ca (figuras 5.10 e 5.12), reproduzem melhor os estados 4^+ e 5^+ , incluindo a grande diferença em energia existente entre eles para ambas as interações. Esta melhora, entretanto, resulta num distanciamento do estado 9^+ em relação ao experimental e inversão do spin do estado fundamental com o do primeiro estado excitado. Comparando-se os resultados dos modelos obtidos para as interações GXPF1 e fpg , tem-se que os estados excitados de paridade positiva são melhores descritos considerando a interação GXPF1. Os resultados da modelagem para estados de paridade negativa, só obtidos através da interação fpg , mostram grande concordância com os valores experimentais.

As funções de onda obtidas para a descrição dos estados excitados do núcleo ^{64}Cu mostram uma grande mistura de configurações do tipo partícula-buraco, porém todas as interações mostram uma predominância da configuração $\pi p_{3/2}^1 \otimes \nu f_{5/2}^2 p_{1/2}^1$ na descrição dos estados nucleares excitados de paridade positiva de baixo spin. A modelagem de estados de paridade negativa assumindo a interação fpg e caroço inerte de ^{40}Ca , sugere que estes estados sejam produzidos devido à excitação de um nêutron para o orbital $1g_{9/2}$, mesmo que a princípio esta configuração tenha sido proposta por limitações computacionais.

6. Conclusões

Neste trabalho foi investigada a estrutura do núcleo ímpar-ímpar ^{64}Cu através da técnica de espectroscopia de raios γ em linha com a reação de fusão-evaporação $^{51}\text{V}(^{16}\text{O}, 2\text{pn})^{64}\text{Cu}$ e energia de feixe incidente de 70 MeV. A detecção da radiação gama e de partículas carregadas evaporadas foi feita utilizando-se o espectrômetro de raios γ SACI-PERERE.

Confirmou-se o esquema de níveis já conhecido para o núcleo ^{64}Cu , além de serem encontrados um novo estado excitado, de energia igual a 4563,12 (48) keV, e 10 novas transições, de energias iguais a 228,02 (18), 458,79 (14), 478,38 (37), 538,65 (17), 561,91 (28), 577,24 (16), 1041,64 (21), 1097,70 (34), 1194,45 (18) e 1376,86 (41) keV. Estas transições foram identificadas como pertencentes ao ^{64}Cu devido ao fato de estarem em coincidência temporal com as transições de 158,31 (7), 202,06 (9), 211,49 (10) keV e, em alguns casos, com a transição de 277,39 (9) keV. Estas transições pertencentes ao ^{64}Cu são bem conhecidas que decaem dos estados de mais baixo spin deste núcleo. Devido à baixa estatística, somente a transição de 1376,86 (41) keV, que decai do novo estado excitado de energia igual a 4563,12 (48) keV, pôde ser posicionada no esquema de níveis.

Utilizando a técnica de Correlações Direcionadas de Radiação γ Emitida Por Estados Orientados (DCO), determinou-se as multipolaridades de 11 transições, sendo confirmado o caráter quadrupolar da transição de 1596,44 (16) keV, que decai do estado de energia 1589,82 (20) keV e spin 6^- e o caráter dipolar das transições: 158,31 (7) keV, que decai de um estado de mesma energia e spin 1^+ ; 211,49 (10) keV, que decai do estado de energia 571,86 (15) e spin 3^+ ; 467,99 (16) keV, que decai do estado de energia 745,38 (19) keV e spin 3^+ e 783,23

(15) keV, que decai do estado de energia 2373,05 (25) e spin $7^{(-)}$. As transições conhecidas de energia iguais a 249,36 (9) keV, que decai do estado de energia 2317,68 (23) keV, 312,94 (8) keV que decai do estado de energia 2381,26 (23) keV e 478,50 (8) keV, que decai do estado de energia 2068,32 (22) keV, tiveram suas multipolaridades determinadas como dipolares, resultando numa proposta de spin para estes estados iguais a 8, 8 e 7, respectivamente. As novas transições de energias iguais a 577,24 (16) e 1041,64 (21) keV, que não puderam ser posicionadas no esquema de níveis, também tiveram caráter dipolar determinado. O valor obtido para a razão DCO para a transição de energia 1596,44 (16) keV, que decai do estado de energia 3186,26 (26) keV, sugere um caráter dipolar, por isso propôs-se um valor de spin igual a 7, diverso do valor proposto por outro trabalho para este estado.

Os resultados experimentais foram descritos através do Modelo de Camadas em Larga Escala utilizando-se o código Antoine e duas interações residuais: *fpg* e GXPF1. Não se obteve para nenhuma das duas interações residuais uma boa descrição do núcleo ^{64}Cu quando se considera como caroço inerte o núcleo ^{48}Ca . Ao se considerar o caroço inerte de ^{40}Ca , obteve-se uma melhor descrição dos níveis de energia experimentais para os estados de paridade positiva para ambas as interações, mesmo havendo a inversão de spins do estado fundamental 1^{+} com o do primeiro estado excitado 2^{+} . A interação GXPF1, porém, descreve melhor que a interação *fpg* os estados excitados de paridade positiva do núcleo ^{64}Cu .

Os estados de paridade negativa podem ser descritos somente pela interação *fpg*, que permite excitações do tipo partícula-buraco para o orbital $1g_{9/2}$. Devido a limitações dos recursos computacionais, permitiu-se que somente um nêutron pudesse ser excitado para este orbital. Os resultados obtidos considerando como caroço inerte o núcleo ^{40}Ca , entretanto, mostram uma grande concordância com os resultados experimentais.

As funções de onda obtidas para a descrição dos estados excitados do núcleo ^{64}Cu mostram uma grande mistura de configurações do tipo partícula-buraco, sendo predominante a configuração $\pi p_{3/2}^1 \otimes \nu f_{5/2}^2 p_{1/2}^1$ na descrição de estados de paridade positiva de baixo spin. Mesmo com a mistura de configurações, os resultados obtidos com este modelo mostram que os estados excitados do núcleo ^{64}Cu podem ser razoavelmente descritos como excitações do tipo partícula-buraco.

Uma sugestão de trabalho futuro é realizar uma nova experiência com feixes mais pesados para formar este núcleo, com mais estatística, que permita o estudo de estados com mais alto spin e o posicionamento no esquema de níveis das novas transições encontradas.

Referências

ACCELERATORS, The History of; **The Official Web Site of the Nobel**. Disponível em: <http://nobelprize.org/educational_games/physics/accelerators/history-1.html>. Acesso em: 29 maio 2008.

ALCÁNTARA-NÚÑEZ, J.A. **Sistema Ancilar de Cintiladores tipo “Phoswich” com Geometria de Detecção 4π** . 1999. (Mestrado em Ciências) – Instituto de Física da Universidade de São Paulo, São Paulo, 1999.

ALCÁNTARA-NÚÑEZ, J.A. et al. SACI – a 4π plastic phoswich array ancillary detector system of a γ -ray spectrometer. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A**, Amsterdam: Elsevier, v. 497, p. 429-439, 2003.

ALCÁNTARA-NÚÑEZ, J. A. **Estruturas Rotacionais Quadrupolares Elétricas e Dipolares Magnéticas nos Núcleos de ^{105}Rh e ^{108}Pd** . 2003. (Doutorado em Ciências) – Instituto de Física da Universidade de São Paulo, São Paulo, 2003.

ALLEGRO, P. R. P. et al. Nuclear Structure of ^{64}Cu . **Anais da XXX Reunião de Trabalho sobre Física Nuclear no Brasil**, 2007. Artigo aceito para publicação. São Paulo: Editora Livraria da Física p. 36- 39, 2008.

AXIOTIS, M. et al., High-spin γ -ray spectroscopy in ^{52}Mn , **Physical Review C**. Ridge: American Physical Society, v. 76, n. 1, p. 014303-1 – 014303-8, 2007.

BAI, E.; JUNDE, H. **Nuclear Data Sheets**, Orlando: Elsevier, v. 92, p. 147, 2001

BARTON, H. A. A New Regularity in the List of Existing Nuclei. **Physical Review**. Ridge: American Physical Society, v. 35, n. 4, p. 408-414, 1930.

BASAK, A. K. et al. ^{64}Cu levels from the $^{62}\text{Ni}(3\text{He},p)$ reaction at 18 MeV. **Physical Review C**. Ridge: American Physical Society, v. 56, n. 4, p. 1983 - 1995, 1997.

BASS, T.; STELSON, P. H. Levels of ^{61}Cu , ^{64}Cu , ^{67}Ga and ^{68}Ga excited by the (p,n) reaction. **Physical Review C**. Ridge: American Physical Society, v. 2, n. 6, p. 2154 - 2168, 1970.

BAZZACCO, D. **GASP Data Analysis Program Package**. Istituto Nazionale di Fisica Nucleare, Sezione di Padova. Comunicação interna, 1997.

BENTLEY, M.A. et al., High-spin spectroscopy of natural and unnatural parity states in the mirror-pair ^{45}V - ^{45}Ti . **Physical Review C**. Ridge: American Physical Society, v. 73, n. 2, p. 024304-1 – 024304-10, 2006.

BLECK, J. et al. Magnetic moments, lifetimes and gamma-decay of the lowest 6^- states in ^{64}Cu and ^{66}Cu . **Nuclear Physics A**, Amsterdam: North-Holland Publishing Company, v. 197, p. 620-630, 1972.

BRICC, Conversion coefficient calculator, **The Australian National University**. Disponível em: <www.nndc.bnl.gov/bricc>. Acesso: 11 julho 2008.

BROWN, B. A.; WILDENTHAL, B. H. Status of the Nuclear Shell Model. **Annual Review of Nuclear and Particle Science**. Palo Alto: Annual Reviews, v.38, p. 29-66, 1988.

BROWN B. A. What is the effective nuclear Hamiltonian? **Jornal of Physics G**, Bristol: IOP Publishing, v. 25, p. 623-628, 1999.

BRUSSAARD, P.J.; GLAUDEMANS, P.W.M. **Shell-model applications in nuclear spectroscopy**. New York: North-Holland Publishing Company, 1977.

CAMAC, Camac Tutorial Papers, **IEEE Transactions on Nuclear Science**. New York: IEEE Nuclear and Plasma Sciences Society, v. 20, n. 2, p. 3 – 8, 1973.

CAURIER, E.; NOWACKI, F. Present Status of Shell Model Techniques, **Acta Physica Polonica B**, Cracow: Jagellonian University, v. 30, n. 3, p. 705-714, 1999.

CAURIER, E. et al. The Shell Model as a Unified View of Nuclear Structure. **Reviews of Modern Physics**. Woodbury: American Institute of Physics, v. 77, n. 2, p. 427-488, 2005.

CAURIER, E. et al. Coexistence of spherical states with deformed and superdeformed bands in doubly magic ^{40}Ca : A shell-model challenge. **Physical Review C**. Ridge: American Physical Society, v. 75, n. 5, p. 054317-1 – 054317-11, 2007. Erratum em **Physical Review C**. Ridge: American Physical Society, v. 76, n. 4, p. 049901, 2007.

CASTEN, R. F. **Nuclear Structure from a Simple Perspective**. 2^o ed. New York: Oxford University Press, 2005.

CHAN, T. U. et al., Crude shell-model location of two-particle high-spin states corresponding to a maximum spin coupling configuration. **Physical Review C**. Ridge: American Physical Society, v. 19, n. 1, p. 244-252, 1979.

CHAN, T. U. et al. Étude du ^{64}Cu par la réaction $^{62}\text{Ni}(\alpha, p\gamma)$. **Nuclear Physics A**. Amsterdam: North-Holland Publishing Company, v. 257, p. 413-426, 1976.

COHEN, S.; KURATH, D. Effective interactions for the 1p Shell. **Nuclear Physics**. Amsterdam: North-Holland Publishing Company, v. 73, p. 1-24, 1965.

DRACOU LIS, G.D. et al. High-spin isomers in ^{212}Rn in the region of triple neutron core-excitations. **Physics Letters B**, Amsterdam: Elsevier, v. 662, n. 1, p. 19-25, 2008.

DRAPER, J. E., Selectivity of directional correlations of gamma rays from oriented nuclear states at moderately high spins. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A**, Amsterdam: Elsevier, v. 247, p. 481-506, 1986.

ENSDF: Evaluated Nuclear Structure Data File. **NNDC : National Nuclear Data Center**. Disponível em: < <http://www.nndc.bnl.gov/ensdf/>>. Acesso em: 06 junho 2008.

FORNAL, B. et al. Yrast structure of the neutron-rich $N = 31$ isotones ^{51}Ca and ^{52}Sc . **Physical Review C**. Ridge: American Physical Society, v. 77, n. 1, p. 014304-1 – 014304-7, 2008.

GREEN, P. W.; SHEPPARD, D. M. The gamma-ray spectroscopy of ^{64}Cu . **Nuclear Physics A**, Amsterdam: North-Holland Publishing Company, v. 274, p. 125-140, 1976.

HAXEL, O. et al. On the "Magic Numbers" in Nuclear Structure. **Physical Review**. Ridge: American Physical Society, v. 75, n. 11, p. 1766, 1949.

HELENE, O. A. M.; VANIN, V. R. **Tratamento estatístico de dados em física experimental**. 2ª ed. São Paulo: Edgard Blücher LTDA, 1991.

HONMA, M. et al. Effective interaction for pf -shell nuclei. **Physical Review C**. Ridge: American Physical Society, v. 65, n. 6, p. 061301-1 – 061301-5, 2002.

HONMA, M. et al. New effective interaction for pf -shell nuclei and its implications for the stability of the $N=Z=28$ closed core. **Physical Review C**. Ridge: American Physical Society, v. 69, p. 034335-034369, 2004.

HOROI, M. et al. Shell-model calculations of two-neutrino double- β decay rates of ^{48}Ca with the GXPf1A interaction. **Physical Review C**. Ridge: American Physical Society, v. 75, n. 3, p. 034303-1 – 034303-4, 2007.

HOTELING, N. et al. Rotation-aligned coupling in ^{61}Fe . **Physical Review C**. Ridge: American Physical Society, v. 77, n. 4, p. 044314-1 – 044314-7, 2008.

JOHNSON, K. E., From Natural History to the Nuclear Shell Model: Chemical Thinking in the Work of Mayer, Haxel, Jensen, and Suess. **Physics in Perspective**. Birkhäuser: Birkhäuser Basel, v. 6, n. 3, p. 295-309, 2004.

JUNGCLAUS, A. et al. Revised and extended level scheme of the doubly-odd nucleus ^{188}Ir . **Physical Review C**. Ridge: American Physical Society, v. 77, n. 2, p. 024310-1 – 024310-10, 2008.

KNOLL, G. F. **Radiation Detection and Measurement**. 2º ed. New York: John Wiley & Sons, 1989.

KONDEV, F. Experimental Nuclear Structure – Part I. In: **Workshop on “Nuclear Structure and Decay Data: Theory and Evaluation”**, 2006, Trieste. Disponível em: <www-nds.iaea.org/workshops/ictp2006/Lectures/F.Kondev/Trieste1.ppt>. Acesso em: 21 junho 2008.

KRANE, K. S. et al., Directional Correlations of Gamma Radiations Emitted From Nuclear States Oriented by Nuclear Reactions or Cryogenic Methods. **Atomic Data and Nuclear Data Tables**, Amsterdam: Elsevier, v. 11, n. 5, p. 351-406, 1973.

KRANE, K. S. **Introductory Nuclear Physics**. New York: John Wiley & Sons, 1988.

KUO, T. T. S.; BROWN, G. E. Reaction matrix elements for the 0f-1p shell nuclei. **Nuclear Physics A**, Amsterdam: North-Holland Publishing Company, v. 114, p. 241-279, 1968.

LEDERER, C. M.; SHIRLEY, V. S. **Table of Isotopes**. 7º ed. New York: John Wiley & Sons, 1978.

LISETSKIY, A. F. et al. Experimental evidence for ^{56}Ni -core breaking from the low-spin structure. **Physical Review C**. Ridge: American Physical Society, v. 68, n.3, p. 034316-1 – 034316-10, 2003.

LOTAY, G. et al. First in-beam γ -ray spectroscopy study of ^{24}Al and its implications for the astrophysical $^{23}\text{Mg}(p, \gamma)^{24}\text{Al}$ reaction rate in ONe novae. **Physical Review C**. Ridge: American Physical Society, v. 77, n. 4, p. 04802-1 – 04802-5, 2008.

MAYER, M. G. On Closed Shells in Nuclei. **Physical Review**. Ridge: American Physical Society, v. 74, n. 3, p. 235-239, 1948.

MAYER, M. G. On Closed Shells in Nuclei II. **Physical Review**. Ridge: American Physical Society, v. 75, n. 12, p. 1969-1970, 1949.

MEDINA, N. H. et al. Shell Model Description of the Odd-Odd Co and Cu Nuclei. **AIP Conference Proceedings 947: VII Latin American Symposium on Nuclear Physics and Applications**. New, York: American Institute of Physics, p. 291 – 294, 2007.

MILNER, W. T. **Holifield Heavy Ion Research Facility Computer Handbook**. Oak Ridge National Lab. Comunicação interna, 1987.

MORINAGA, H. and YAMAZAKI, T. **In-Beam gamma ray spectroscopy**. New York: North-Holland Publishing Company, 1976.

NOWACKI, F., **Description microscopique des processus faibles dans les noyaux sphériques**. 1996. (Ph.D Thesis) - Université de Strasbourg, Strasbourg, 1996.

OTSUKA, T. Shell evolution in exotic nuclei. **The European Physical Journal Special Topics**. Heidelberg: Springer-Verlag, v.156, p. 169-174, 2008.

PALAMETA, G.; WADDINGTON, J. C. Background subtraction of (HI, $x\gamma$) coincidence spectra. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A**, Amsterdam: Elsevier, v. 234, p. 476-478, 1985.

POVES, A.; ZUKER, A. Theoretical spectroscopy and the fp shell. **Physics Reports**. Amsterdam: North-Holland Publishing Company, v. 70, n. 4, p. 235-314, 1981.

POVES, A. et al. Shell model study of the isobaric chains $A=50$, $A=51$ and $A=52$. **Nuclear Physics A**, Amsterdam: North-Holland Publishing Company, v. 694, p. 157 -198, 2001.

QI, C.; XUA F. R. Shell-model study of spectroscopies and isospin structures in odd-odd $N=Z$ nuclei employing realistic NN interaction **Nuclear Physics A**, Amsterdam: North-Holland Publishing Company, v. 800, p. 47-62, 2008.

RACAH, G. Isotopic displacement and hyperfine structure. **Nature**. London: Macmillan Journals Ltd., v. 129, n. 3263, p. 723-724, 1932.

RADFORD, D. ESCL8R and LEVIT8R: Software for interactive graphical analysis of HPGe coincidence data sets. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A**, Amsterdam: Elsevier, v. 361, p. 297-305, 1995.

RAY, S. et al. Level structure of ^{103}Ag at high spin. **Physical Review C**. Ridge: American Physical Society, v. 77, n. 2, p. 024305-1 – 024305-11, 2008.

RIBAS, R. V. A camac data acquisition system based on PC-Linux. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A**, Amsterdam: Elsevier, v. 483, p. 830-832, 2002.

RITCHER, W. A. et al. New effective interactions for the 0f_{7/2} shell., **Nuclear Physics A**, Amsterdam: North-Holland Publishing Company, v. 523, p. 325-353, 1991.

SHEIKH, J. A. et al. Shell model study of pairing correlations. **Physical Review C**. Ridge: American Physical Society, v. 77, n. 1, p. 014303-1 – 014303-9, 2008.

SILVEIRA, M. A. G. ^{58}Co : **Estudo de um núcleo ímpar-ímpar na camada pf**. 2004. (Doutorado em Ciências) – Instituto de Física da Universidade de São Paulo, São Paulo, 2004.

SILVEIRA M. A. G. et al. ^{58}Co : **Structure of an odd-odd nucleus in the pf shell**. **Physical Review C**. Ridge: American Physical Society, v. 74, n. 6, p. 064312-1 – 064312-10, 2006.

SINGH, B. **Nuclear Data Sheets**, Orlando: Elsevier, v. 108, p. 197, 2007.

SOHLER, D. et al., In-beam γ -ray spectroscopy of the neutron-rich nitrogen isotopes $^{19-22}\text{N}$. **Physical Review C**. Ridge: American Physical Society, v. 77, n. 4, p. 044303-1 – 044303-8, 2008.

SORLIN, O. et. al. $^{68}_{28}\text{Ni}_{40}$: Magicity versus Superfluidity. **Physical Review Letters**. Ridge: American Physical Society, v. 88, n. 9, p. 092501-1 – 092501-5, 2002.

WHITE, D. C. S. et al. Pulsed beam lifetime measurements in ^{64}Cu , ^{59}Ni , ^{65}Zn , $^{45,47,49}\text{Ti}$ and $^{47,49,50,51}\text{V}$. **Nuclear Physics A**. Amsterdam: North-Holland Publishing Company, v. 260, p. 189-212, 1976.

WONG, S. M. S. **Introductory Nuclear Physics**. 2º ed. New York: John Wiley & Sons, 1998.

ZOU, W. et al. Tensor correlations and evolution of single-particle energies in medium-mass nuclei **Physical Review C**. Ridge: American Physical Society, v. 77, n. 1, p. 014314-1 – 014314-6, 2008.