UNIVERSITÀ
DEGLI STUDI
DI PADOVA

Sistemática de núcleos ímpar-ímpar de Ga na região de massa $A = 60 - 70$

*Sistematica di nuclei dispari-dispari
di Ga nella regione di massa $A = 60 - 70$*

Paula Rangel Pestana Allegro

Orientadores/Supervisori: Prof. Dr. Nilberto Heder Medina
Instituto de Física, Universidade de São Paulo

Ch.ma Prof.ssa Silvia M. Lenzi
Dipartimento di Fisica e Astronomia 'Galileo Galilei',
Università degli Studi di Padova

Universidade de São Paulo – Instituto de Física

Presidente da Comissão de Pós-Graduação: Prof.^a Dr.^a Carmen Pimentel Cintra do Prado

Università degli Studi di Padova – Scuola di Dottorato di Ricerca in Fisica

Direttore della Scuola : Ch.mo Prof. Andrea Vitturi

Tese de doutorado apresentada ao Instituto de Física da Universidade de São Paulo para a obtenção do título de Doutor em Ciências, em convênio de dupla titulação com a Università degli Studi di Padova / *Tesi di dottorato presentata all'Istituto de Fisica dell'Universidade de São Paulo per conseguimento del titolo di Dottore in Ricerca, in accordo di doppia titolazione con l'Università degli Studi di Padova*

Banca Examinadora/Commissione:

Prof. Dr. Nilberto Heder Medina (IFUSP)

Ch.ma Prof.ssa Silvia Monica Lenzi (UNIPD)

Prof. Dr. Brett Vern Carlson (ITA)

Prof.^a Dr.^a Cibebe Bugno Zamboni (IPEN)

Prof. Dr. Vito Roberto Vanin (IFUSP)

Dott. Calin Alexandru Ur (INFN, Sezione di Padova)

São Paulo
2013

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

Allegro, Paula Rangel Pestana

"Sistemática de núcleos ímpar-ímpar de Ga na região de massa $A = 60 - 70$ ". – São Paulo, 2013.

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

Orientadores: Prof. Dr. Nilberto Heder Medina
Profa. Dra. Silvia M. Lenzi

Área de Concentração: Física

Unitermos: 1. Física experimental; 2. Física moderna;
3. Física nuclear; 4. Estrutura nuclear; 5. Modelo nuclear.

USP/IF/SBI-077/2013

Para Dennis.

AGRADECIMENTOS

Ao meu orientador, prof. Dr. Nilberto H. Medina, que muito contribuiu com sua experiência na realização desta tese, além de proporcionar diversas oportunidades de estágio no exterior, que me permitiram aprender não apenas sobre Física Nuclear, mas também sobre aspectos culturais diversos.

Alla mia supervisora, Prof.ssa Silvia M. Lenzi, della Università degli Studi di Padova, per dividere la sua grande conoscenza nello Modello a Shell, utilizzato per spiegare tutti i nuclei studiati in questo lavoro e per l'opportunità unica di vivere in Padova, Italia, per sei mesi. Però devo dire che speravo un po più di neve nel inverno...

Ao Zero, por quase sempre ter tido paciência e tentar sempre responder às minhas perguntas, mesmo eu não entendendo muitas vezes as respostas.

Ao Ribas, que teve que revisar e recompilar praticamente todos os nossos programas de redução e análise de dados para que eu pudesse fazer esta tese.

Ao Fred, Guilherme, Wayne, Vitor, Vinicius e a todos os que participaram dos períodos de máquina para aquisição dos dados.

To the people from Florida State University, Tallahassee, USA, specially professor Samuel Tabor, to allow us to use their equipment and for all the help during the experiments performed there.

Aos funcionários do Laboratório Pelletron da Universidade de São Paulo, onde este trabalho se realizou. Em especial à Wanda e ao Jorge que, por sua dedicação, fizeram todos os alvos utilizados neste trabalho a tempo de eu usá-los, mesmo muitas vezes tendo menos de uma semana para fazê-los antes da experiência.

Ao David, pelas discussões e programas para análise de dados.

Ao professor Iberê L. Caldas, por seu apoio e por permitir que eu utilizasse por um longo período uma das salas no edifício Basílio Jafet para analisar os dados e escrever esta tese.

Ao Dennis, por toda a ajuda e companheirismo demonstrados durante os quase cinco anos desta tese, especialmente por apoiar-me para a realização dos estágios no exterior.

Aos amigos Adriana, Júlio, David, Celso e Zwinglio pelos períodos de procrastinação que sempre acompanham um trabalho de pesquisa.

À Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo (FAPESP) e ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq) pelo apoio financeiro.

*“Não sou nada.
Nunca serei nada.
Não posso querer ser nada.
À parte isso, tenho em mim todos os sonhos do mundo.”*

Álvaro de Campos – Tabacaria

*“Sonha, poeta!... O sonho é o entorpecente,
o mais sublime tóxico do mundo,
a morfina ideal do teu viver...
- sonha um sonho infinito, azul, profundo,
indefinidamente,
e esquece a vida que tu tens presente
pela vida maior que há no teu Ser!”*

J. G. de Araújo Jorge – Exortação

RESUMO

Um dos modelos mais utilizados para a descrição de núcleos é o Modelo de Camadas em Larga Escala, que demonstrou grande acurácia na descrição detalhada de propriedades nucleares. Na região de massa $A = 50 - 80$, os orbitais $1g_{9/2}$ e $2d_{5/2}$ são fundamentais para a descrição de estados excitados com mudança de paridade e de estruturas deformadas, porém suas contribuições na descrição de estados excitados de núcleos com número de massa ímpar e núcleos duplamente ímpares perto da linha de estabilidade ainda estão por ser investigadas. Nesta tese, a importância dos orbitais $1g_{9/2}$ e $2d_{5/2}$ na formação dos estados excitados dos núcleos duplamente ímpares $^{64,66,68,70}\text{Ga}$ é estudada sistematicamente, levando também em consideração a descrição dos isótopos de Zn, Ge e Ga com número de massa ímpar pelo Modelo de Camadas em Larga Escala. Propriedades dos estados excitados, como energia e vidas médias de alguns estados isoméricos, foram medidas experimentalmente para os isótopos $^{64,66,70}\text{Ga}$ e para o núcleo ^{67}Ge na Universidade de São Paulo, Brasil, e na Universidade Estadual da Florida, EUA, utilizando os espectrômetros de raios γ SACI-PERERE, SISMEI e “FSU Clover Array” e as reações de fusão-evaporação $^{58}\text{Ni}(^{12}\text{C}, \text{xpy}\alpha)^{64}\text{Ga}$, ^{67}Ge , $^{55}\text{Mn}(^{18}\text{O}, \text{xpy}\alpha)^{66,70}\text{Ga}$, $^{58}\text{Ni}(^{11}\text{B}, 2\text{pn})^{66}\text{Ga}$ e $^{51}\text{V}(^{19}\text{F}, \text{p}3\text{n})^{66}\text{Ga}$. Os resultados experimentais obtidos para estes núcleos, assim como os conhecidos na literatura para os núcleos ^{68}Ga e de Zn, Ga e Ge com número de massa ímpar foram comparados com as previsões do Modelo de Camadas em Larga Escala utilizando cinco interações residuais: JUN45, FPG, FPG (Neutron Rich), JJ4b-SDI para a descrição de excitações para o orbital $1g_{9/2}$ e LNPS para excitações para o orbital $2d_{5/2}$. Foram identificadas 34 novas transições e 19 novos estados excitados pertencentes ao núcleo ^{67}Ge , uma nova transição e um novo estado excitado para o núcleo ^{70}Ga e foram confirmadas as transições e estados excitados previamente identificados em trabalhos anteriores para os núcleos $^{64,66}\text{Ga}$. As multipolaridades de algumas transições dos núcleos $^{64,66,70}\text{Ga}$ e ^{67}Ge foram determinadas utilizando a razão DCO (Correlações Direcionadas de Radiação γ Emitida por Estados Orientados). A meia vida medida do estado isomérico de energia igual a 1464,33 (15) keV, pertencente ao núcleo ^{66}Ga , é igual a $T_{1/2} = 58,1$ (12) ns, enquanto que para o estado isomérico do núcleo ^{67}Ge , de energia igual a 751,70 (6) keV, a meia vida medida foi de $T_{1/2} = 107,2$ (23) ns. As interações efetivas JUN45 e FPG se mostraram mais adequadas para a descrição dos isótopos $^{64,66,68,70}\text{Ga}$, indicando que os estados de paridade negativa são formados preferencialmente pela ocupação de 1 nêutron no orbital $1g_{9/2}$. No caso dos núcleos mais ricos em nêutrons $^{68,70}\text{Ga}$, em que excitações de nêutrons provenientes da camada pf para o orbital $2d_{5/2}$ poderiam ocorrer, os resultados calculados com a interação LNPS mostraram que orbital $2d_{5/2}$ praticamente não é ocupado, apenas o orbital $1g_{9/2}$ é ocupado na camada gds.

ABSTRACT

One of the most reliable models for describing nuclei is the Large Scale Shell Model, which has been shown to reproduce with very good accuracy detailed nuclear properties. In the $A=50-80$ mass region, the $1g_{9/2}$ and $2d_{5/2}$ orbitals are needed to describe the parity changes of the excited states and deformed structures, but the role of these two orbitals in the excited states of odd and odd-odd-mass nuclei near the stability line has still to be investigated. In this thesis, a systematic study is performed to determine the role of the $1g_{9/2}$ and $2d_{5/2}$ orbitals in the excited states of odd-odd $^{64,66,68,70}\text{Ga}$. This has been done in the framework of a systematic study of odd-mass Zn, Ga and Ge nuclei in the mass $A=60-70$ region by means of Large Scale Shell Model calculations. Nuclear properties of $^{64,66,70}\text{Ga}$ and ^{67}Ge nuclei, such as the energy of the excited states and the lifetime of isomeric states were measured at University of São Paulo, Brazil, and at Florida State University, USA, using the SACI-PERERE, SISMEI and FSU Clover Array γ -ray spectrometers and the $^{58}\text{Ni}(^{12}\text{C}, \text{xpyn}\alpha)^{64}\text{Ga}$, ^{67}Ge , $^{55}\text{Mn}(^{18}\text{O}, \text{xpyn}\alpha)^{66,70}\text{Ga}$, $^{58}\text{Ni}(^{11}\text{B}, 2\text{pn})^{66}\text{Ga}$ and $^{51}\text{V}(^{19}\text{F}, \text{p}3\text{n})^{66}\text{Ga}$ fusion–evaporation reactions. The obtained experimental results for those nuclei and the known values of ^{68}Ga and odd-mass Zn, Ga, Ge were compared with the results of the Large Scale Shell Model using five different residual interactions: JUN45, FPG, FPG (Neutron Rich), JJ4b-SDI to describe excitations to the $1g_{9/2}$ orbital and LNPS to describe the excitations to the $2d_{5/2}$ orbital. Thirty-four new transitions and 19 new excited states were identified in the ^{67}Ge nucleus, one new transition and an excited state were found in the ^{70}Ga nucleus, while the excited states and transitions of $^{64,66}\text{Ga}$ nuclei known in previous works were confirmed. The multipolarities of some transitions of $^{64,66,70}\text{Ga}$ and ^{67}Ge nuclei were determined by using the DCO ratios (Directional Correlations of γ -rays from Oriented States of Nuclei). The measured value for the half-life of the ^{66}Ga 1464.33 (15) keV isomeric state is $T_{1/2} = 58.1$ (12) ns, while the measured value for the half-life of the ^{67}Ge 751.70 (6) keV isomeric state is $T_{1/2} = 107.2$ (23) ns. The JUN45 and FPG effective interactions give a good description of the excited states of the $^{64,66,68,70}\text{Ga}$ isotopes and they have shown that the negative parity excited states were preferentially formed by the excitation of only one neutron to the $1g_{9/2}$ orbital. In the case of the more neutron rich $^{68,70}\text{Ga}$ nuclei, where neutron excitations from the pf shell to the $2d_{5/2}$ could occur, the calculated results using the LNPS effective interaction have shown that the $2d_{5/2}$ orbital remains practically empty and only the $1g_{9/2}$ orbital is occupied in the gds shell.

RIASSUNTO

Uno dei modelli più affidabili per descrivere i nuclei è il Large Scale Shell Model, che ha dimostrato di riprodurre con buona accuratezza le proprietà nucleari. Nella regione di massa $A = 50 - 80$, gli orbitali $1g_{9/2}$ e $2d_{5/2}$ sono necessari per descrivere i cambiamenti di parità degli stati eccitati e le strutture deformate, ma il ruolo di questi due orbitali negli stati eccitati dei nuclei con numero di massa dispari e nuclei dispari-dispari, vicini alla linea di stabilità, è ancora da indagare. In questa tesi, uno studio sistematico è stato eseguito per determinare il ruolo degli orbitali $1g_{9/2}$ e $2d_{5/2}$ nella formazione degli stati eccitati dei nuclei dispari-dispari $^{64,66,68,70}\text{Ga}$, considerando anche la descrizione con il Large Scale Shell Model dei nuclei di Zn, Ga e Ge con numero di massa dispari. Proprietà nucleari degli isotopi $^{64,66,70}\text{Ga}$ e del nucleo ^{67}Ge , così come le energie degli stati eccitati e le vite medie degli isomeri, sono stati misurati presso l'Università di São Paulo, in Brasile, e presso la Florida State University, USA, utilizzando gli spettrometri gamma SACI-PERERE, SISMEI e *FSU Clover Array* e le reazioni di fusione-evaporazione $^{58}\text{Ni}(^{12}\text{C}, \text{x pyn}\alpha)^{64}\text{Ga}, ^{67}\text{Ge}$, $^{55}\text{Mn}(^{18}\text{O}, \text{x pyn}\alpha)^{66,70}\text{Ga}$, $^{58}\text{Ni}(^{11}\text{B}, 2\text{pn})^{66}\text{Ga}$ e $^{51}\text{V}(^{19}\text{F}, \text{p3n})^{66}\text{Ga}$. I risultati sperimentali ottenuti per i nuclei $^{64,66,70}\text{Ga}$ e ^{67}Ge ed anche i risultati sperimentali conosciuti per il ^{68}Ga e i nuclei con massa dispari di Zn, Ga, Ge, sono stati confrontati con i risultati calcolati utilizzando il Large Scale Shell Model e cinque diverse interazioni efficaci: JUN45, FPG, FPG (Neutron Rich) e JJ4b-SDI, per descrivere gli eccitazioni all'orbitale $1g_{9/2}$ e l'interazione LNPS, per descrivere gli eccitazioni all'orbitale $2d_{5/2}$. Trentaquattro nuove transizioni e diciannove nuovi stati eccitati sono stati identificati nel nucleo ^{67}Ge , una nuova transizione e uno stato eccitato sono stati trovati nel nucleo ^{70}Ga , mentre gli stati eccitati e le transizioni dei nuclei $^{64,66}\text{Ga}$, conosciute da lavori precedenti, sono stati confermati. Le multipolarità di alcune transizioni dei nuclei $^{64,66,70}\text{Ga}$ e ^{67}Ge sono stati determinati utilizzando il DCO ratio (Directional Correlations of γ -rays from Oriented States of Nuclei). Il valore misurato per la vita media dello stato isomerico di energia 1464.33 (15) keV, appartenente al nucleo ^{66}Ga , è $T_{1/2} = 58,1$ (12) ns, mentre il valore misurato della vita media del stato isomerico di energia 751,70 (6) keV del nucleo ^{67}Ge è $T_{1/2} = 107,2$ (23) ns. Le interazioni efficaci JUN45 e FPG descrivono bene gli stati eccitati degli isotopi $^{64,66,68,70}\text{Ga}$, dimostrando che gli stati di parità negativa sono formati preferenzialmente dall'eccitazione di un solo neutrone all'orbitale $1g_{9/2}$. Nel caso dei nuclei $^{68,70}\text{Ga}$, più ricchi di neutroni, dove le eccitazioni di neutrone dalla pf shell all'orbitale $2d_{5/2}$ potrebbero essere favorite, i calcoli svolti utilizzando l'interazione efficace LNPS hanno dimostrato che l'orbitale $2d_{5/2}$ rimane praticamente vuoto, essendo occupato soltanto l'orbitale $1g_{9/2}$ è occupato nella shell gds.

SUMÁRIO

1 – INTRODUÇÃO	17
2 – PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL	21
2.1 – Experiências para o estudo do núcleo ^{66}Ga realizadas com o acelerador Pelletron da Universidade de São Paulo	21
2.1.1 – <i>Espectrômetro Saci-Perere</i>	22
2.1.2 – <i>Eletrônica de Aquisição de Dados</i>	23
2.2 – Experiências para o Estudo dos Núcleos $^{64,66,70}\text{Ga}$ e ^{67}Ge Realizadas na Universidade Estadual da Flórida (FSU)	29
2.2.1 – <i>FSU Clover Array</i>	30
2.2.2 – <i>Eletrônica de Aquisição de Dados</i>	31
2.3 – Experiências para a medida de estados isoméricos dos núcleos ^{68}As , ^{66}Ga e ^{67}Ge utilizando o acelerador Pelletron da Universidade de São Paulo.....	33
2.3.1 – <i>Sistema de Medidas de Estados Isoméricos (SISMEI)</i>	34
2.3.2 – <i>Eletrônica de Aquisição de Dados</i>	36
2.4 – Redução dos Dados Experimentais.....	39
2.4.1 – <i>Calibração em Energia</i>	39
2.4.2 – <i>Correção da Energia Devido ao Efeito Doppler para a Experiência $^{51}\text{V}(^{19}\text{F}, p3n)^{66}\text{Ga}$</i>	40
2.4.3 – <i>Eficiência dos Detectores de GeHP</i>	40
2.4.4 – <i>Calibração em Tempo</i>	42
2.4.5 – <i>Identificação das Partículas Carregadas no Sistema Ancilar de Cintiladores (SACI)</i>	43
2.4.6 – <i>Matrizes de Coincidência</i>	45
2.5 – Análise dos Dados Experimentais	46
2.5.1 – <i>Esquema de Níveis</i>	46
2.5.2 – <i>Determinação dos Momentos Angulares dos Estados Excitados Através da Técnica de Correlações Direcionadas de Radiação γ Emitida por Estados Orientados (Razão DCO)</i>	47
2.5.3 – <i>Determinação da Meia Vida dos Estados Isoméricos das Experiências Utilizando o Espectrômetro SISMEI</i>	51
3 – RESULTADOS EXPERIMENTAIS.....	55
3.1 – Estudos anteriores dos núcleos $^{64,66,68,70}\text{Ga}$ e ^{67}Ge	55
3.2 – Resultados experimentais para o núcleo ^{67}Ge	57
3.3 – Resultados experimentais para o núcleo ^{64}Ga	65
3.4 – Resultados experimentais para o núcleo ^{66}Ga	69

3.5 – Resultados experimentais para o núcleo ^{70}Ga	72
3.6 – Resultados da medida de Vida Média dos Estados Isoméricos dos núcleos ^{68}As , ^{66}Ga e ^{67}Ge	75
4 – MODELO DE CAMADAS EM LARGA ESCALA	79
4.1 – O Modelo de Camadas em Larga Escala	79
4.2 – Cálculos com o Modelo de Camadas em Larga Escala	83
5 – RESULTADOS TEÓRICOS.....	87
5.1 – Espaço de configurações f_5p_{g9}	87
5.1.1 – Resultados para os isótopos de Zn, Ga e Ge com número de massa (A) ímpar utilizando a interação efetiva JUN45	88
5.1.2 - Resultados para os isótopos de Zn, Ga e Ge com número de massa (A) ímpar utilizando a interação efetiva FPG.....	92
5.1.3 – Resultados para os isótopos de Zn, Ga e Ge com número de massa (A) ímpar utilizando a interação efetiva FPG (Neutron Rich)	96
5.1.4 – Resultados para os isótopos de Zn, Ga e Ge com número de massa (A) ímpar utilizando a interação efetiva JJ4b-SDI	99
5.1.5 - Comparação entre as interações no espaço f_5p_{g9}	103
5.1.6 - Funções de onda dos estados excitados dos isótopos de Ga, Ge e Zn com número de massa (A) ímpar obtidas utilizando as interações JUN45 e FPG	103
5.1.7 - Discussão dos resultados obtidos com as interações FPG e JUN45 para os isótopos de Zn, Ge e Ga com número de massa (A) ímpar.....	121
5.1.8 – Cálculo dos isótopos ímpar-ímpar $^{64,66,68,70}\text{Ga}$ com as interações JUN45 e FPG no espaço de configuração f_5p_{g9}	125
5.1.9 - Funções de onda dos estados excitados dos isótopos duplamente ímpares $^{64,66,68,70}\text{Ga}$ obtidas utilizando as interações JUN45 e FPG.....	128
5.1.10 - Momentos de quadrupolo, dipolo e probabilidades de transição reduzida $B(E2)$ e $B(M1)$	138
5.1.11 – Comparação dos resultados obtidos com as interações JUN45 e FPG para os isótopos duplamente ímpares de Ga.....	142
5.1.12 - Contribuição das funções de onda dos estados formados por um próton/nêutron desemparelhado nas funções de onda dos isótopos $^{64,66,68,70}\text{Ga}$	143
5.2 – Espaço de configurações f_{pgd}	149
6 – CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS	155
REFERÊNCIAS	161
APÊNDICE A: RESUMO ESTENDIDO EM ITALIANO.....	169
LISTA DE ILUSTRAÇÕES.....	173

1 – INTRODUÇÃO

Um dos desafios atuais no estudo da estrutura nuclear é descrever, tanto fenomenologicamente quanto em termos de interações microscópicas, comportamentos nucleares tais como: coletividade, mudanças na forma nuclear e deformações, não só para um determinado núcleo, mas para toda uma região da carta de núclídeos (CASTEN; CAKIRLI, 2009). Novos avanços experimentais, como produção de feixes radioativos e desenvolvimento de novos instrumentos de medida, permitem estudar a dependência da força nuclear com o aumento do número de prótons e/ou nêutrons e verificar novos comportamentos para núcleos longe da linha de estabilidade (KRÜCKEN, 2010).

Um dos modelos utilizados com grande sucesso na descrição destes fenômenos é o Modelo de Camadas em Larga Escala (TOGANO, 2012; WINKLER 2012). Este modelo, descrito em maiores detalhes na seção 4.1, considera, em primeira aproximação, que cada núcleon dentro do núcleo se move independentemente dos outros em um potencial simétrico esférico com um termo que descreve a forte interação spin-órbita existente no núcleo. Com esta aproximação, o núcleo é considerado como um caroço inerte, feito de camadas totalmente preenchidas por prótons e nêutrons, acoplados com momento angular $J=0$, mais uma quantidade de núcleons fora deste caroço, conhecidos como núcleons de valência. Para a descrição de núcleos com dois ou mais núcleons de valência, é necessário levar explicitamente em conta a interação “residual”, do tipo dois corpos, entre os núcleons de valência (não descrita pelo potencial central), que remove a degenerescência dos estados pertencentes à mesma configuração e produz uma mistura de diferentes configurações (CORAGGIO, 2009).

A descrição dos estados excitados de núcleos na região de massa $A = 60 - 70$ com o Modelo de Camadas em Larga Escala é feita com núcleons de valência ocupando a camada pf considerando excitações para os orbitais $1g_{9/2}$ e $2d_{5/2}$. O orbital $1g_{9/2}$ é importante para o entendimento de núcleos com muitos núcleons de valência ocupando a camada pf , uma vez que estados de alto spin com paridade negativa (para núcleos com número de prótons Z e de

nêutrons N ímpares)¹ são obtidos com excitações de pelo menos um núcleon da camada pf para o orbital $1g_{9/2}$. Já o orbital $2d_{5/2}$ se revela muito importante no desenvolvimento de estruturas deformadas e também não pode ser descartado. As excitações provenientes da camada pf para os orbitais gd são favorecidas nos núcleos ricos em nêutrons devido às modificações na estrutura nuclear que ocorrem longe da linha de estabilidade (LENZI, 2010).

Diversos trabalhos vêm sendo publicados tentando explicar o papel do orbital $1g_{9/2}$ nos estados de mais alto spin para núcleos nas regiões de massa $A = 50 - 80$, especialmente para núcleos muito ricos em nêutrons, como, por exemplo, os núcleos $^{59-66}\text{Fe}$ (LUNARDI, 2007), $^{65,67}\text{Cu}$ (CHIARA, 2012), $^{70,80}\text{Ge}$ (SUGAWARA, 2010; IWASAKI, 2008) e os isótopos com número de massa A ímpar dos núcleos Se, As, Ge e Ga (YOSHINAGA, 2008). No caso dos isótopos ricos em nêutrons de Ga, com número de massa A ímpar, dois estudos investigaram a importância do orbital $1g_{9/2}$ na descrição dos estados excitados destes núcleos. Stefanescu *et al.* (2009) mostraram a existência de estruturas em formato de bandas que seriam formadas com a excitação de um próton para o orbital $1g_{9/2}$ enquanto Cheal *et al.* (2010) mostraram a importância deste orbital na descrição da mudança da estrutura nuclear que ocorre para estes isótopos, obtendo indicações de alteração na diferença em energia (“gap”) existente entre o orbital $1g_{9/2}$ e os orbitais da camada pf . Mais recentemente, o papel do orbital $2d_{5/2}$ na estrutura de núcleos com número de nêutrons $N \sim 40$ foi discutido em detalhes por Lenzi (2011).

Perto da linha de estabilidade, entretanto, o papel dos orbitais $1g_{9/2}$ e $2d_{5/2}$ na descrição dos estados excitados ainda está por ser investigado, particularmente na descrição dos núcleos com número de massa A ímpar e nos duplamente ímpares, onde estes orbitais são fundamentais para a descrição de estados excitados com mudança de paridade e de estruturas deformadas.

O objetivo deste trabalho é estudar sistematicamente a importância dos orbitais $1g_{9/2}$ e $2d_{5/2}$ nos estados excitados dos núcleos duplamente ímpares $^{64,66,68,70}\text{Ga}$, levando também em consideração a descrição dos isótopos de Zn, Ge e Ga com número de massa A ímpar.

Para a realização deste estudo, propriedades dos estados excitados como energia e spin, assim como as vidas médias de alguns estados isoméricos, foram medidas

¹ No caso de núcleos com número de massa “ A ” ímpar, isto é, núcleos com número de prótons Z ou de nêutrons N ímpares, uma excitação de um núcleon para o orbital $0g_{9/2}$ é necessária para se obter estados de paridade positiva.

experimentalmente para o núcleo ^{67}Ge e os isótopos $^{64,66,70}\text{Ga}$ na Universidade de São Paulo, Brasil, e na Universidade Estadual da Florida, EUA. Os resultados experimentais obtidos para estes núcleos, assim como os conhecidos na literatura para os núcleos com A ímpar e ^{68}Ga serão comparados com as previsões do Modelo de Camadas em Larga Escala.

Esta tese se divide em seis capítulos, sendo que: no capítulo 2 são descritos os arranjos experimentais, as reações utilizadas e o método de redução e análise dos dados experimentais; no capítulo 3 são apresentados os resultados experimentais obtidos para o estudo dos estados excitados dos núcleos duplamente ímpares de Ga, incluindo os resultados das meias vidas dos estados isoméricos medidos na Universidade de São Paulo; no capítulo 4 é descrito o Modelo de Camadas em Larga Escala; no capítulo 5 são apresentados os resultados calculados utilizando o Modelo de Camadas para os estados excitados dos isótopos duplamente ímpares de Ga e no capítulo 6 são apresentadas as conclusões e perspectivas deste trabalho.

2 – PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL

Neste capítulo são descritas as experiências realizadas para a medida dos estados excitados dos núcleos $^{64,66,70}\text{Ga}$ e ^{67}Ge realizadas na Universidade de São Paulo, Brasil, e na Florida State University, EUA (seções 2.1 e 2.2), além das medidas realizadas para determinação da meia vida de estados isoméricos dos núcleos ^{66}Ga e ^{67}Ge (seção 2.3). As seções 2.4 e 2.5 mostram os procedimentos adotados para redução e análise dos dados experimentais obtidos nestas experiências.

2.1 – Experiências para o estudo do núcleo ^{66}Ga realizadas com o acelerador Pelletron da Universidade de São Paulo

Parte do estudo experimental do núcleo ímpar-ímpar ^{66}Ga foi realizado no Laboratório Aberto de Física Nuclear (LAFN) do Instituto de Física da Universidade de São Paulo. Este laboratório possui um acelerador Pelletron tipo Tandem de 8 MV (OLIVEIRA, 2009), com diversas opções de feixes de íons pesados, entre elas os feixes utilizados neste trabalho: ^{11}B e ^{19}F . Os alvos utilizados neste trabalho, ^{58}Ni , ^{51}V e ^{55}Mn , com diferentes espessuras, também foram produzidos no laboratório de alvos do LAFN.

A primeira reação de fusão-evaporação utilizada para o estudo do ^{66}Ga foi $^{58}\text{Ni}(^{11}\text{B}, 2\text{pn})$, com energia de feixe incidente igual a 44 MeV. O alvo utilizado era composto por 1,0 mg/cm² de ^{58}Ni com um “backing” de chumbo evaporado de 7,6 mg/cm². Cerca de 2×10^6 eventos em coincidência γ - γ -partícula² foram coletados.

A segunda experiência para o estudo do núcleo ^{66}Ga utilizou a reação $^{51}\text{V}(^{19}\text{F}, \text{p}3\text{n})$, com energia de feixe incidente igual a 54 MeV. Nesta experiência foram utilizados dois alvos finos de aproximadamente 400 µg/cm². Cerca de 6×10^7 eventos em coincidência γ - γ foram coletados.

O arranjo experimental e a eletrônica de aquisição de dados utilizados nestas experiências serão descritos nas seções 2.1.1 e 2.1.2, respectivamente.

² Eventos em que foram detectados em coincidência ao menos dois raios gama e uma partícula carregada pelo sistema experimental. Maiores detalhes da eletrônica de aquisição e construção das matrizes de coincidência serão descritos nas seções 2.1.2 e 2.4.6, respectivamente.

2.1.1 – Espectrômetro Saci-Perere

O Espectrômetro SACI-PERERE, acrônimo de Sistema Ancilar de Cintiladores – Pequeno Espectrômetro de Radiação Eletromagnética com Rejeição de Espalhamento (ALCÁNTARA-NÚÑEZ, 1999 e 2003), é um sistema capaz de medir alguns produtos de uma reação de fusão-evaporação: partículas carregadas e radiação gama.

Este sistema, visto na figura 2.1a, é composto de duas partes. A primeira, 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: 0° (um detector), 63° (5 detectores) e 117° (5 detectores). Os detectores “*Phoswich*” 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), denominado de ΔE , e outro do tipo BC-444 de 10 mm de espessura, com tempo de decaimento lento (264ns), denominado de E. No centro da câmara é posicionado o alvo utilizado na experiência, posicionado a 17 mm da face dos detectores “*Phoswich*” e a 90 mm dos detectores de germânio hiperpuro (GeHP). O feixe incidente no alvo é parado por um anteparo de tântalo colocado atrás do alvo, a 15 mm de distância. Este arranjo pode ser visto na figura 2.1b.

Os detectores de partícula foram modificados em relação aos desenvolvidos originalmente por Alcántara-Núñez (1999 e 2003). Para permitir que o sistema adquira uma maior taxa de contagens de forma confiável, implantou-se em todos os detectores “*Phoswich*” bases ativas para as fotomultiplicadoras, testadas e desenvolvidas por Toufen (2008). Estas novas bases permitem que o ganho dos detectores permaneça estável com correntes de feixe de até 35 nA.

A segunda parte do espectrômetro, 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 Germanato de Bismuto, conhecido como BGO ($\text{Bi}_4\text{Ge}_3\text{O}_{12}$). Os detectores de GeHP foram posicionados, em relação à direção do feixe, nos ângulos de 37° e 101° , sendo que em cada ângulo foram posicionados um detector Canberra e um detector Ortec, como é possível ver na figura 2.1a.

Nota-se, nesta figura, que os detectores Ortec não estão no mesmo plano da linha do feixe, mas localizados 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). Isto ocorre devido à geometria da câmara e ao posicionamento dos detectores de partícula.

Figura 2.1: (a) Espectrômetro SACI-PERERE, composto por uma câmara em forma de poliedro semi-regular, 11 detectores plásticos cintiladores do tipo “Phoswich” (“Phosphor Sandwich”), para detecção de partículas carregadas e 4 detectores de GeHP com supressores Compton e (b) vista interna da câmara em forma de poliedro semi-regular, juntamente com os detectores de partícula. O alvo utilizado nas reações de fusão-evaporação é posicionado no centro desta câmara.

Na primeira experiência, na qual foi utilizada a reação $^{58}\text{Ni}(^{11}\text{B}, 2\text{pn})^{66}\text{Ga}$, o processo de implementação das bases ativas ainda estava em andamento. Por isso, foram utilizados apenas os dois detectores de GeHP com 60 % de eficiência e apenas 7 detectores de partículas carregadas, sendo que apenas 4 destes detectores possuíam bases ativas. Para a segunda experiência, onde foi utilizada a reação $^{51}\text{V}(^{19}\text{F}, \text{p}3\text{n})^{66}\text{Ga}$, a implementação das bases ativas foi finalizada e utilizou-se o SACI-PERERE completo.

2.1.2 – Eletrônica de Aquisição de Dados

O Laboratório Aberto de Física Nuclear possui um sistema de controle e aquisição de dados desenvolvido especialmente para o laboratório. Este sistema, chamado de SPM-linux (RIBAS, 2002) é baseado no sistema CAMAC.

Os esquemas das eletrônicas de aquisição de dados das experiências utilizando as reações $^{58}\text{Ni}(^{11}\text{B}, 2\text{pn})^{66}\text{Ga}$ e $^{51}\text{V}(^{19}\text{F}, \text{p}3\text{n})^{66}\text{Ga}$ podem ser vistos nas figuras 2.2 e 2.3, respectivamente. Nota-se que os esquemas são bastante similares, diferindo principalmente no sinal que dá início à contagem de tempo (“*common start*”) e os atrasos dados pelos “*Gate Delay Generators*” (GG’s). Esta diferença na configuração dos módulos de aquisição foi devida a testes realizados com o espectrômetro SACI-PERERE na experiência utilizando a reação de fusão-evaporação $^{58}\text{Ni}(^{11}\text{B}, 2\text{pn})^{66}\text{Ga}$.

Os detectores de GeHP produzem como saída sinais de tensão, cuja altura é proporcional à energia do raio gama detectado. Um destes sinais é amplificado utilizando um amplificador linear (Ampl.) e convertido para digital utilizando um conversor analógico-digital (ADC). A conversão só é feita pelo ADC durante um determinado intervalo de tempo, dado pela duração do sinal de entrada identificado como GAI (“*gate input*”). O processo de amplificação do pulso demora aproximadamente 3 μs , sendo possível, neste meio tempo, comparar os sinais de tempo dos detectores, para verificação se são coincidentes ou não. Este processo de coincidência temporal leva cerca de algumas centenas de ns.

O outro sinal emitido pelos detectores de GeHP é utilizado para fazer a coincidência temporal entre o detector de GeHP e seu respectivo supressor Compton (S.C.). Tanto o sinal emitido pelo detector de GeHP quanto o sinal do supressor Compton são amplificados por um “*Timing Filter Amplifier*” (TFA). Possíveis ruídos nos sinais são também atenuados por este módulo. A conversão para sinais lógicos é feita por um “*Constant Fraction Discriminator*” (CFD). Para a coincidência temporal, é necessário que tanto o pulso lógico do GeHP quanto do seu respectivo supressor Compton cheguem ao mesmo tempo no módulo de coincidência “*4-Fold Logic Input*”. Este ajuste em tempo dos sinais é feito utilizando “*Gate and Delay Generators*” (GG’s). O sinal do supressor Compton é invertido na entrada do Módulo “*4-Fold Logic Input*”, agindo como um veto. Assim, somente quando não há emissão de sinal pelo supressor Compton, haverá uma saída válida emitida pelo módulo “*4-Fold Logic Input*”.

Figura 2.3: Esquema da eletrônica do espectrômetro SACHI-PERERE utilizada na experiência $^{51}\text{V}(^{19}\text{F}, \text{p}3\text{n})^{66}\text{Ga}$. As linhas em vermelho indicam as mudanças em relação à eletrônica usada na experiência $^{58}\text{Ni}(^{11}\text{B}, 2\text{pn})^{66}\text{Ga}$.

Após o teste com os supressores Compton, é possível verificar se pelo menos dois detectores estão em coincidência temporal entre si. Do “*4-Fold Logic Input*” saem dois sinais: um que passa por um “*Gate Generator*” (GG) e será responsável pelo fim (“*stop*”) da contagem de tempo³ para este detector, e um sinal que será comparado com os sinais dos outros detectores de GeHP, adquiridos também após a verificação com os respectivos supressores Compton. A coincidência entre os GeHP’s é feita pelo módulo “*4-Fold Logic Unit*” (Log. Unit Coinc. $\gamma\text{--}\gamma$), ajustado para coincidência em nível 2, isto é, só existirá sinal de saída se houver pelo menos dois raios γ , provenientes de dois detectores, em coincidência temporal. Esta coincidência será referida daqui em diante como coincidência $\gamma\text{--}\gamma$.

No caso da experiência utilizando a reação de fusão-evaporação $^{51}\text{V}(^{19}\text{F}, p3n)^{66}\text{Ga}$, o início da contagem de tempo foi dado pela coincidência $\gamma\text{--}\gamma$, obtido de uma das saídas do “*4-Fold Logic Unit*”. Outras saídas deste módulo indicam a janela de tempo (GAI) para aquisição dos ADC’s, o impedimento de aquisição de novas informações durante o processamento dos módulos com a geração de um sinal de veto (módulo “*BUSY*”⁴) e se há coincidência com os detectores “*Phoswich*”, feita através do módulo “*Quad Coincidence*” (Quad Coinc. $\gamma\text{--}\gamma\text{--partícula}$).

Os detectores “*Phoswich*” são compostos por dois tipos de plásticos cintiladores com respostas em tempo diferentes. A diferenciação destes tempos é feita através da aquisição do sinal em dois intervalos de tempo distintos (chamados de G.R. e G.L., vistos na figura 2.4) pelos módulos “*Charge Analog-to-Digital Converter*” (QDCA) e “*Charge ADC with Gates*” (QDCW).

Os sinais dos “*Phoswich*” são duplicados por um “*Linear Fan-in/Fan-out*” (LIN FI/FO). Uma das saídas passa por um atraso feito por cabos de 45 ns⁵. 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 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 QDCW, que converte a parte lenta do sinal, referente à região E.

³ A contagem de tempo é feita utilizando um “*Time-to-Digital Converter*” (TDC).

⁴ O módulo “*BUSY*”, construído em lógica TTL, gera um sinal de veto até a finalização da conversão por todos os módulos do CAMAC (TOUFEN, 2008).

⁵ Este atraso é necessário para se gerar os intervalos de tempo G.R. e G.L. para conversão pelos QDC’s.

Figura 2.4: Pulso emitido pelo detector de partículas “Phoswich”. O decaimento rápido refere-se à energia depositada na região ΔE e o decaimento lento refere-se à energia depositada na região E. As janelas de 30ns (G.R.) e 200ns (G.L.) indicam aos QDC’s o tempo de conversão de cada região.

O outro sinal do “*Linear Fan-in/Fan-out*” (LIN FI/FO) é utilizado para verificação de coincidência temporal com os GeHP’s. Este sinal é convertido para digital por um “*Timing Filter Discriminator*” (TFD). A verificação da existência de sinal em pelo menos um dos 11 detectores é feita utilizando-se um “*Logic Fan-in/ Fan-out*” operando com função OR. Se não há nenhuma informação de partícula sendo processada⁶, este sinal é comparado com o proveniente da coincidência γ - γ no módulo “*Quad Coincidence*” (Quad Coinc. γ - γ -partícula). A coincidência entre os detectores de GeHP e os detectores cintiladores “Phoswich” será referida neste trabalho como coincidência γ - γ -partícula. O sinal referido como Indicador de Partículas serve para controlar quantos eventos possuíram pelo menos uma partícula detectada.

No caso da experiência utilizando a reação $^{58}\text{Ni}(^{11}\text{B}, 2\text{pn})^{66}\text{Ga}$, o início da contagem de tempo foi dado pela coincidência γ - γ -partícula. Já no caso da experiência utilizando a reação $^{51}\text{V}(^{19}\text{F}, \text{p}3\text{n})^{66}\text{Ga}$, a coincidência γ - γ -partícula irá indicar o fim da contagem de tempo dos detectores “Phoswich”.

O veto na aquisição de novas partículas é dado pela própria eletrônica de coincidência, já que o tempo de resposta dos detectores “Phoswich” é muito rápido ($\sim 5\text{ns}$). Assim que o sinal de partícula é adquirido, é emitido pelo módulo “*Quad Coincidence*” (Quad Coinc. Veto

⁶ O controle de aquisição de novas partículas é feito através do módulo “*Quad Coincidence*” (Quad Coinc. Veto Partícula).

Partícula) um sinal de veto para o módulo “*Logic Fan-in/Fan-out*” operando com função OR. A duração máxima deste veto é de aproximadamente 80 ns, sendo necessário impedir a aquisição de novas partículas por até 3 μ s (tempo de conversão de todos os módulos do CAMAC). A largura deste sinal é aumentada (200 ns) e atrasada por um GG, de forma a sobrepor o veto de 80 ns. O módulo “*Quad Coincidence*” (Quad Coinc. Clear QDC’s) serve tanto para mandar um sinal de “*clear*” para os QDC’s (caso não haja nenhuma coincidência γ - γ -partícula) quanto para gerar um sinal de veto que se sobrepõe ao de 200 ns até o início do veto gerado pelo módulo “BUSY”. O veto gerado pelo módulo “BUSY” termina apenas quando a conversão de todos os módulos é finalizada.

2.2 – Experiências para o Estudo dos Núcleos $^{64,66,70}\text{Ga}$ e ^{67}Ge Realizadas na Universidade Estadual da Flórida (FSU)

A finalização do estudo do núcleo ^{66}Ga e o estudo dos núcleos $^{64,70}\text{Ga}$ foram realizados no “*John D. Fox Superconducting Accelerator Laboratory*” pertencente à Universidade Estadual da Flórida, Tallahassee, EUA. Este laboratório possui um acelerador tipo Tandem de 9 MV acoplado a um LINAC (“*superconducting LINear ACcelerator*”), possibilitando a obtenção de diversos feixes com energias mais altas do que as produzidas no acelerador Pelletron da Universidade de São Paulo. O laboratório tem uma política de colaborações bilaterais que favorece a utilização dos seus aceleradores e periféricos de uma maneira muito ágil e eficiente, de forma a serem usados por usuários externos sem nenhum ônus.

Para o estudo do núcleo ^{70}Ga foi utilizada a reação de fusão-evaporação $^{55}\text{Mn}(^{18}\text{O}, 2\text{pn})$ com energia de feixe de 50,4 MeV. A tensão no terminal utilizada foi de 7,2 MV e o estado de carga do feixe de ^{18}O foi de 6^+ . A princípio, esta reação poderia ser feita utilizando o acelerador Pelletron do LAFN, mas a previsão da máxima seção de choque feita utilizando o programa PACE (GRAVON, 1977) foi de 15 mb, necessitando de um espectrômetro de raios gama com eficiência maior do que a possuída pelo espectrômetro SACI-PERERE. O alvo utilizado era composto por 0,66 mg/cm^2 de ^{55}Mn evaporado sobre

uma folha de ouro de $15,0 \text{ mg/cm}^2$. Cerca de $1,5 \times 10^8$ eventos em coincidência γ - γ foram coletados.

Para ampliar o estudo do ^{66}Ga , utilizou-se a mesma reação $^{55}\text{Mn}(^{18}\text{O}, \alpha 3n)$, mas com energia de feixe incidente igual a $67,3 \text{ MeV}$. A tensão no terminal utilizada foi de $8,45 \text{ MeV}$ e o estado de carga do feixe de ^{18}O foi de 7^+ . Devido a instabilidades no acelerador, só foi possível adquirir dados por aproximadamente 20 horas com esta tensão de terminal, resultando em cerca de $2,0 \times 10^7$ eventos em coincidência γ - γ coletados.

Para o estudo dos núcleos ^{64}Ga e ^{67}Ge foi utilizada a reação $^{58}\text{Ni}(^{12}\text{C}, x\alpha pzn)$ com energia de feixe de $56,2 \text{ MeV}$. A tensão de terminal utilizada foi de $8,05 \text{ MV}$ e estado de carga do feixe de ^{12}C foi de 6^+ . O alvo era composto por $1,2 \text{ mg/cm}^2$ de ^{58}Ni com 9 mg/cm^2 de chumbo evaporado. Cerca de $6,2 \times 10^7$ eventos em coincidência γ - γ foram coletados.

2.2.1 – FSU Clover Array

Para o estudo da estrutura nuclear utilizando espectroscopia de raios gama, o “*John D. Fox Superconducting Accelerator Laboratory*” possui um espectrômetro, chamado de “*FSU Clover array*” (FSU, 2013), composto por 7 detectores de GeHP e 3 “*Clovers*” (detector composto por 4 cristais de GeHP e um único criostato), todos com supressão Compton⁷. Esse arranjo pode ser visto na figura 2.5.

Este sistema possui uma eficiência total de detecção 3,5 vezes maior do que o espectrômetro SACI-PERERE disponível no Laboratório Aberto de Física Nuclear (LAFN) do Instituto de Física da Universidade de São Paulo.

⁷ Devido ao fato do detector tipo “*Clover*” possuir 4 cristais, é possível somar a energia coletada em dois cristais adjacentes, provenientes provavelmente de um espalhamento Compton. Esse procedimento, conhecido como “*addback*”, permite a reconstrução da energia do fotopico, aumentando assim a eficiência de detecção em relação a se ter 4 detectores simples no lugar de um “*Clover*”.

Figura 2.5: “Clover Array” disponível no “John D. Fox Superconducting Accelerator Laboratory”, pertencente à Universidade Estadual da Flórida, Tallahassee, EUA. Este array é composto por 7 detectores de GeHP e 3 “Clovers”, todos com supressores Compton.

2.2.2 – Eletrônica de Aquisição de Dados

A eletrônica de aquisição de dados do “Clover Array” (figura 2.6) é similar à parte correspondente à aquisição de energia e à coincidência temporal dos detectores de GeHP da experiência $^{51}\text{V}(^{19}\text{F}, p3n)^{66}\text{Ga}$ realizada utilizando o espectrômetro SACI-PERERE (vide figura 2.3). O módulo chamado de “Blue Box”, visto na figura 2.6, foi construído em lógica TTL e faz as mesmas funções dos módulos “4-Fold Logic Input” e “4-Fold Logic Unit” da figura 2.3. Este módulo também possui atraso ajustável em todas as entradas e saídas.

O limiar dos espectros de raios gama (“threshold”) dos amplificadores foi ajustado no início dos experimentos para ser possível observar transições com energias a partir de 50 keV e os ganhos foram ajustados de forma que a energia máxima observada nos ADC’s fosse de 6 MeV. O controle da aquisição de dados e armazenamento de dados em disco rígido é feito pelo programa Readout (READOUT, 2011), baseado no sistema CAMAC.

Figura 2.6: Esquema da eletrônica de aquisição do “Clover Array” pertencente à Florida State University, Tallahassee, EUA. Este sistema possui 7 detectores de GeHP e 3 “Clovers”.

2.3 – Experiências para a medida de estados isoméricos dos núcleos ^{68}As , ^{66}Ga e ^{67}Ge utilizando o acelerador Pelletron da Universidade de São Paulo

A determinação da vida média de um estado isomérico possibilita uma melhor identificação das configurações nucleares. Isto se deve ao fato que a partir da vida média de um estado nuclear pode-se determinar as probabilidades de transição reduzidas elétricas ($B(E\lambda)$) e magnéticas ($B(M\lambda)$), que dependem fortemente da função de onda (WONG, 1998). Tais probabilidades de transição reduzidas permitem um teste mais robusto de modelos nucleares, uma vez que certos modelos não são capazes de determinar as funções de onda com precisão, mesmo prevendo bem as energias dos estados excitados.

O núcleo ^{66}Ga possui um estado isomérico com energia igual a 1464,33 (15) keV, sendo conhecidos na literatura dois valores diferentes para a meia vida deste estado: $T_{1/2} = 39$ (2) ns (KOUDA, 1997) ou $T_{1/2} = 57,3$ (14) ns (FILEVICH, 1978), valor adotado como de referência no Nuclear Data Sheets (SINGH, 2007).

O núcleo ^{67}Ge também possui um estado isomérico com energia igual a 751,70 (6) keV, sendo que o valor da meia vida deste estado foi medida em quatro experiências diversas: $T_{1/2} = 70$ (7) ns (BERTSCHAT, 1973); $T_{1/2} = 102$ (10) ns (NAKAYAMA, 1978); $T_{1/2} = 110,9$ (14) ns (AL-NASER, 1979) e $T_{1/2} = 146$ (4) ns (CHANDLER, 2000), sendo este último valor adotado como referência no Nuclear Data Sheets (JUNDE; XIAOLONG.; TULI, 2005).

Devido ao fato dos valores conhecidos da meia vida do núcleo ^{66}Ga estarem bem próximos do limite do arranjo experimental utilizado, foi medida também a meia vida do estado isomérico de energia igual a 2157,8 (2) keV do núcleo ^{68}As , cujo valor é bem conhecido: $T_{1/2} = 36$ (2) ns (MCCUTCHAN, 2012).

Para a medida do estado isomérico do núcleo ^{66}Ga , foi utilizada a reação de fusão-evaporação $^{58}\text{Ni}(^{11}\text{B}, 2\text{pn})$, com energia de feixe e tensão de terminal iguais a $E_{\text{feixe}} = 45 \text{ MeV}$ e $V_{\text{terminal}} = 7,5 \text{ MV}$, respectivamente. Cerca de 8,2 milhões de eventos em coincidência $\gamma_{\text{atrasado}}\text{--tempo}$ ⁸ foram coletados.

Já para a medida dos estados isoméricos dos núcleos ^{67}Ge e ^{68}As , foi utilizada a reação de fusão-evaporação $^{58}\text{Ni}(^{12}\text{C}, x\alpha\text{ypzn})$, com energia de feixe igual a $E_{\text{feixe}} = 55 \text{ MeV}$ e tensão do terminal igual a $V_{\text{terminal}} = 7,8 \text{ MV}$. Cerca de 3,6 milhões de eventos em coincidência $\gamma_{\text{atrasado}}\text{--tempo}$ foram coletados.

Para a realização das duas experiências, foi utilizado um alvo de ^{58}Ni com $740 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ de espessura e o arranjo experimental SISMEI (SIStema de Medidas de Estados Isoméricos) (TOUFEN, 2008), cujas características e eletrônica de aquisição serão descritas nas seções 2.3.1 e 2.3.2.

2.3.1 – Sistema de Medidas de Estados Isoméricos (SISMEI)

O SIStema para Medas de Estados Isoméricos (SISMEI), visto na figura 2.7, é composto por 10 detectores de partícula do tipo “*Phoswich*” acomodadas ao redor de uma câmara em forma de dodecaedro (SACI – Sistema Ancilar de CIntiladores) (ALCÁNTARA-NÚÑEZ, 2003) e três detectores de raios γ : dois detectores de GeHP e um de NaI(Tl). Os detectores de GeHP são utilizados devido a sua boa resolução em energia ($\sim 2 \text{ keV}$ em $1,3 \text{ MeV}$), essencial para distinguir picos de raios γ com energias próximas. Já o detector de NaI(Tl) tem uma resolução em tempo superior ($\sim 7 \text{ ns}$), o que é importante para se realizar medidas de vidas médias mais curtas. A resolução temporal dos detectores de GeHP é da ordem de dezenas de ns.

Este sistema utiliza uma técnica alternativa para a medida de vidas médias de estados nucleares na faixa de 10 ns a $10 \mu\text{s}$, sem a utilização de feixe pulsado. Esta técnica baseia-se principalmente na coincidência atrasada entre partículas carregadas (prótons e alfas)

⁸ Eventos em que se faz a coincidência da energia do detector de GeHP localizado no “*stopper*” do arranjo experimental contra o tempo total de detecção deste detector. Maiores detalhes do arranjo experimental e da matriz de coincidência são descritos nas seções 2.3.1, 2.3.2 e 2.4.6.

evaporadas pelo núcleo composto, formado na reação de fusão-evaporação, e os raios γ emitidos pelo núcleo residual.

No SISMEI, o núcleo residual formado na reação nuclear, após a evaporação de partículas ($\sim 10^{-19}$ s), recua em vácuo, por uma distância suficiente para permitir a blindagem dos detectores de raios gama da intensa radiação proveniente do alvo, até atingir um anteparo (“*stopper*”). Com isso, os decaimentos de estados isoméricos com vida-média da ordem do tempo de voo do núcleo, ou superior, podem ser observados por detectores de raios gama nas proximidades do anteparo, em coincidência atrasada com as partículas carregadas observadas nos detectores do SACI ou com o detector de GeHP posicionado de forma a detectar a radiação proveniente do alvo. O sinal do início da contagem de tempo (“*start*”) é dado pelos detectores de partículas carregadas do SACI e/ou pelo detector de GeHP, também localizado no SACI e o sinal do fim da contagem de tempo (stop) é fornecido pelos detectores de raios γ de NaI(Tl) e/ou GeHP, posicionados na extremidade final do cone.

Figura 2.7: (a) Diagrama esquemático do SISMEI e (b) vista superior. Pode-se observar: uma peça cônica (1), cuja extremidade menor fica acoplada ao SACI, um detector cintilador de raios γ de NaI(Tl) (2), dois detectores semicondutores de raios γ de GeHP com supressor Compton (3) e (4), duas peças de chumbo (5) e (6) com 5 cm e 7 cm de espessura que blindam os detectores de GeHP e NaI(Tl) posicionados no “*stopper*”, e o Sistema Ancilar de Cintiladores (SACI) (7). O alvo é posicionado no centro do SACI.

2.3.2 – Eletrônica de Aquisição de Dados

A eletrônica de aquisição, cujo esquema pode ser visto na figura 2.8, foi modificada em relação à descrita por Toufen (2008). Esta modificação se deveu ao fato de se substituir os módulos “*Time to Amplitude Converters*” (TAC’s) utilizados por Toufen por “*Time to Digital Converters*” (TDC’s), alterando assim o esquema da eletrônica para adquirir os sinais de início da contagem de tempo, já que nos TDC’s este sinal é comum para todos os canais.

Para a medida das vidas médias de estados isoméricos, principalmente os de meias vidas rápidas (da ordem de até 100 ns), a estabilidade do sistema de aquisição é fundamental para se garantir boa precisão, já que parte do decaimento destes estados isoméricos ocorre em vóo. Para verificar esta estabilidade, um módulo Pulsador foi utilizado para controle. O sinal do Pulsador, após passar por um “*Linear Fan IN/Fan OUT*” (Lin. FI/FO), foi inserido na entrada de teste dos detectores de GeHP e do pré-amplificador do NaI(Tl). O sinal do Pulsador, após passar por um “*Time Filter Amplifier*” (TFA), foi também inserido no lugar do detector 1 do SACI para controle da estabilidade da aquisição de tempo de partículas. Para verificar a estabilidade do Pulsador em si, seu sinal foi amplificado e adquirido por um conversor analógico-digital (ADC). A partir disto, foi possível corrigir as mudanças ocorridas durante a aquisição de dados, principalmente devido à alterações nas temperaturas dos módulos.

A coincidência temporal dos detectores de GeHP e NaI(Tl), localizados no final do SISMEI, com os detectores de partícula e GeHP, posicionados próximos ao SACI, tem que ser feita de forma a garantir a existência de uma coincidência atrasada entre o sinal de “*prompt*”, dado pelos detectores localizados no SACI, com os sinais atrasados (devido a existência do estado isomérico) detectados no final do SISMEI. Para fazer esta coincidência, é necessário escolher uma faixa de tempo para que a emissão do estado isomérico ocorra, já que tempos muito longos aumentam significativamente o tempo morto de aquisição de dados. No caso das experiências realizadas com o SISMEI, a faixa de tempo para a medida dos estados isoméricos foi da ordem de 2 μ s.

Figura 2.8: Esquema da eletrônica do SISMEI utilizada nas experiências de medida de estados isoméricos dos núcleos ^{66}Ga , ^{67}Ge e ^{68}As .

A eletrônica de coincidência temporal pode ser dividida basicamente em duas partes: a dos detectores localizados no SISMEI e a dos detectores posicionados próximos ao SACI. A eletrônica dos sinais dos detectores de partícula, localizados no SACI, é bastante similar à das experiências realizadas com o SACI-PERERE (seção 2.1.2) sendo a principal diferença os tempos de atrasos dos “*Gate e Delay Generators*” (GG’s), devido à mudança da faixa de tempo medida de centenas de ns para aproximadamente 2 μ s.

O sinal de tempo do GeHP, localizado no SACI, é comparado com seu supressor Compton conforme descrito na seção 2.1.1. Após esta verificação, o sinal deste detector é atrasado de forma a garantir a coincidência com os sinais provenientes do SISMEI através do módulo “*4-Fold Logic Unit*” (Log Unit Coinc. γ - γ). Este sinal também é utilizado, após ser novamente atrasado, para parar a contagem de tempo referente a este detector no TDC. A aquisição dos tempos dos detectores de partículas e do GeHP, localizados no SACI, permite a distinção entre os eventos de coincidência γ - γ_{atrasado} e partícula- γ_{atrasado} nos detectores do SISMEI.

O sinal de tempo do NaI(Tl), localizado no SISMEI, passa por um TFA e é convertido para sinal lógico por um “*Constant Fraction Discriminator*” (CFD), sendo então atrasado de forma a dar um sinal de “*stop*” na contagem do tempo deste detector. Este sinal também é atrasado de forma a chegar no módulo “*4-Fold Logic Unit*” (Log Unit SISMEI) simultaneamente com o detector de GeHP, cujo sinal é mais lento devido à comparação com o sinal proveniente de seu supressor Compton. O sinal proveniente do módulo “*4-Fold Logic Unit*” (Log Unit SISMEI) indica que um evento foi coletado por um dos detectores do SISMEI. Este evento será comparado com os provenientes dos detectores de partícula (Quad Coinc. γ -partícula) ou do GeHP (Log Unit Coinc. γ - γ), localizados no SACI. Os sinais das coincidências vão para o módulo “*4-Fold Logic Unit*” (Log. Unit Início Contagem Tempo) onde qualquer um dos dois sinais de coincidência pode dar início à contagem de tempo no TDC (“*common start*”) e à conversão pelo ADC (GAI) dos sinais de energia dos detectores de radiação gama.

2.4 – Redução dos Dados Experimentais

2.4.1 – Calibração em Energia

Os espectros dos dados brutos dos detectores de GeHP são espectros do tipo contagens x canais, sendo o máximo de canais igual a 4096 canais no caso das experiências utilizando os arranjos experimentais SACI-PERERE e SISMEI e 8192 canais, no caso das experiências utilizando o arranjo “*Clover Array*”. Cada canal está relacionado a um valor de energia convertido pelo ADC, sendo este valor ajustado para que todo o espectro de energia (de 50 a 4000 keV no caso dos experimentos feitos com o SACI e SISMEI e de 50 a 6000 keV no caso dos experimentos feitos com o “*Clover Array*”) seja contido neste intervalo de canais.

A calibração em energia consiste em determinar a relação entre a energia do raio gama e a posição no espectro de canais, dada pela equação 2.1 (KNOLL, 2000), utilizando fontes de calibração cujas energias são bem conhecidas. Foram utilizadas as fontes de ^{152}Eu (ARTNA-COHEN, 1996) e ^{66}Ga (BROWNE; TULI, 2010a), sendo esta última produzida durante o experimento, em todas as experiências realizadas neste trabalho. Nas experiências realizadas na Universidade de São Paulo, também foi utilizada a fonte de ^{133}Ba (RAB, 1995).

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

Ao se aplicar a calibração acima nos espectros dos detectores de GeHP, notou-se que ocorreram pequenas mudanças nas posições dos centróides, devido a diferenças de ganho nos amplificadores ao longo da aquisição de dados. Estas diferenças são causadas por variações na temperatura dos módulos e/ou da taxa de contagem. Pequenas correções nos coeficientes foram feitas utilizando-se os valores conhecidos das transições mais intensas de outros núcleos bem conhecidos produzidos na reação. No caso da reação $^{58}\text{Ni}(^{11}\text{B}, 2\text{pn})^{66}\text{Ga}$, por exemplo, utilizou-se os raios gama emitidos pelo núcleo ^{63}Cu .

Esta correção em energia é necessária para que se possa somar os eventos adquiridos por cada detector, de forma a se obter uma matriz de coincidência γ - γ , γ - γ -partícula ou γ -atrasado-tempo (seção 2.4.6) com o maior número de contagens possíveis.

2.4.2 – Correção da Energia Devido ao Efeito Doppler para a Experiência $^{51}\text{V}(^{19}\text{F}, p3n)^{66}\text{Ga}$

A experiência com a reação $^{51}\text{V}(^{19}\text{F}, p3n)^{66}\text{Ga}$ utilizou dois alvos finos de $400 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ de ^{51}V e, por causa disto, os raios gama detectados foram emitidos por núcleos em vôo. Neste caso, é preciso considerar uma correção nos valores de energia para cada detector devido ao efeito Doppler. Esta correção, em primeira ordem, pode ser vista na equação 2.2 (EJIRI, 1989).

$$E_{\gamma} = E_0(1 + \beta \cos \theta) \quad (\text{Equação 2.2})$$

Onde:

E_{γ} é a energia do raio gama em um determinado ângulo de detecção θ ;

E_0 é a energia do raio gama emitido parado,

β é a velocidade de recuo do núcleo, em unidades da velocidade da luz.

θ é o ângulo de detecção do raio gama pelo detector de GeHP. No caso do SACI-PERERE, há dois detectores de GeHP posicionados à 37° e dois à 101° .

2.4.3 – Eficiência dos Detectores de GeHP

A eficiência relativa dos detectores de GeHP depende da geometria do arranjo experimental, da energia e intensidade do raio gama medido (KNOLL, 2000). Conhecendo a eficiência, é possível determinar as intensidades dos raios gama detectados, emitidos durante o decaimento dos estados excitados dos núcleos produzidos pela reação de fusão-evaporação.

No caso das experiências realizadas na Universidade de São Paulo, foram utilizadas as fontes de calibração de ^{133}Ba e ^{152}Eu , posicionadas no lugar do alvo, além do decaimento do

núcleo ^{66}Ga para ^{66}Zn , cujas intensidades dos raios gama são bem conhecidas (SERRA, 2008). Já nas experiências realizadas na Universidade Estadual da Flórida, foram utilizados apenas a fonte de ^{152}Eu e o decaimento do ^{66}Ga .

Os valores de eficiência relativos obtidos para cada fonte foram normalizados de forma a se obter uma curva única, sendo possível ajustar uma curva de eficiência relativa em função da energia do raio γ , visto na equação 2.3 (KNOLL, 2000). Na figura 2.9 pode ser visto um exemplo do ajuste dessa curva da eficiência relativa média, neste caso para os 18 cristais de GeHP da experiência utilizando a reação $^{55}\text{Mn}(^{18}\text{O}, 2\text{pn})^{70}\text{Ga}$.

$$\ln \varepsilon_{\gamma} = \sum_{i=1}^5 a_i \left(\ln \frac{E_{\gamma}}{E_0} \right)^{i-1} \quad (\text{Equação 2.3})$$

Onde:

ε_{γ} é a eficiência relativa do raio gama;

E_{γ} é a energia do raio gama;

E_0 é uma energia fixa de referência;

a_i são os parâmetros a serem ajustados.

Figura 2.9: Pontos experimentais obtidos a partir das fontes radioativas ^{152}Eu e ^{66}Ga (em preto) e curva ajustada (em vermelho) para determinação da eficiência relativa dos 18 cristais de GeHP na experiência $^{55}\text{Mn}(^{18}\text{O}, 2\text{pn})^{70}\text{Ga}$. A incerteza experimental é do tamanho dos pontos.

2.4.4 – Calibração em Tempo

Os espectros de tempo gerado nas experiências $^{58}\text{Ni}(^{11}\text{B}, 2\text{pn})^{66}\text{Ga}$, $^{51}\text{V}(^{19}\text{F}, \text{p}3\text{n})^{66}\text{Ga}$ e nas três experiências realizadas na Universidade Estadual da Flórida são um pouco diferentes entre si devido a pequenas variações na montagem da eletrônica de aquisição⁹.

Na experiência $^{58}\text{Ni}(^{11}\text{B}, 2\text{pn})^{66}\text{Ga}$, o início da contagem do espectro de tempo é dado pela coincidência γ - γ -partícula e o fim é dado pelo sinal individual de cada GeHP. Assim, o espectro de tempo visto na figura 2.10a é relativo à detecção de uma partícula.

Figura 2.10: Espectros de tempo dos detectores de GeHP para as experiências (a) $^{58}\text{Ni}(^{11}\text{B}, 2\text{pn})^{66}\text{Ga}$, (b) $^{51}\text{V}(^{19}\text{F}, \text{p}3\text{n})^{66}\text{Ga}$ e (c) realizadas na Universidade Estadual da Flórida, Tallahassee, EUA.

Já na experiência $^{51}\text{V}(^{19}\text{F}, \text{p}3\text{n})^{66}\text{Ga}$, o início da contagem de tempo é dado pela coincidência γ - γ , sendo esta coincidência gerada a partir da detecção do segundo raio gama. O fim da contagem de tempo também é dado pelo sinal individual de cada GeHP. O espectro de tempo visto na figura 2.10b possui um pico denominado de auto-coincidência, já que é produzido devido a uma diferença de tempo fixa quando este raio gama foi o segundo a ser detectado.

O espectro de tempo das experiências feitas na Universidade Estadual da Flórida (figura 2.10c) são similares ao da experiência $^{51}\text{V}(^{19}\text{F}, \text{p}3\text{n})^{66}\text{Ga}$. Neste caso, o início da contagem de tempo também é dado pela coincidência γ - γ , mas a coincidência é gerada a partir da detecção do primeiro raio gama.

⁹ Para maiores detalhes vide as seções 2.1.2 e 2.2.2.

Em todas as experiências, entretanto, é necessário determinar a diferença de tempo entre dois detectores, para determinar se estão em coincidência temporal ou não. Para cada uma das experiências, foi criada uma rotina em FORTRAN específica para obter essa diferença em tempo.

Já para as experiências envolvendo o SISMEI para medidas de estados isoméricos, a calibração em tempo da eletrônica de aquisição foi feita através de um gerador de frequências de alta precisão, cujo sinal, após passar por um módulo “*Rate Divider*”, foi utilizado para calibrar o módulo “*Time-to-Digital Converter*” (TDC).

2.4.5 – Identificação das Partículas Carregadas no Sistema Ancilar de Cintiladores (SACI)

Ao se construir o espectro bi-paramétrico da energia perdida (ΔE -E) nos dois cintiladores plásticos dos detectores “*Phoswich*” (Figura 2.11), é possível identificar o tipo de partícula carregada detectada, já que a perda de energia em um material é proporcional a Z^2 (BETH, 1930, 1932; BOCH, 1933a, 1933b), onde Z é o número atômico. Esta perda de energia pode ser facilmente identificada com o cintilador ΔE , de decaimento mais rápido ($\sim 2,4$ ns), já que a maioria das partículas carregadas pára no plástico E, de decaimento mais lento (~ 264 ns). Assim, é possível distinguir as partículas α e os prótons detectados, sendo possível determinar uma região para cada tipo de partícula (“banana”) no espectro bi-paramétrico ΔE -E. Neste espectro é possível identificar também as partículas carregadas que pararam na região ΔE e os raios gama e nêutrons que interagiram com os detectores cintiladores plásticos.

Figura 2.11: Histograma bi-paramétrico ΔE - E 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 ”, “ x ”, “ $\gamma+n$ ” correspondem, respectivamente, às partículas α , prótons, partículas (α ou p) que pararam na primeira parte do detector (ΔE) e raios γ e nêutrons que interagiram com o detector.

Com a identificação da região de ocorrência de um determinado tipo de partícula carregada, pôde-se construir um novo parâmetro, chamado de “ K_p ” (multiplicidade de partículas), identificando o número e o tipo de partículas detectadas em cada evento. Para a criação deste parâmetro, foi atribuído um peso a cada “banana” do histograma ΔE - E (equação 2.4). 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 ”.

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

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 ”.

2.4.6 – Matrizes de Coincidência

Para a análise dos dados experimentais adquiridos, foram construídas matrizes de coincidência, chamadas de γ - γ , γ - γ -partícula e γ_{atrasado} -tempo, devido às informações nelas contidas.

No caso das três experiências realizadas na Universidade Estadual da Flórida e na experiência realizada na Universidade de São Paulo utilizando a reação $^{51}\text{V}(^{19}\text{F}, \text{p}3\text{n})^{66}\text{Ga}$, foram construídas matrizes de coincidência, chamadas de γ - γ . Nestas matrizes, considera-se apenas eventos em que houve sinal em dois detectores de GeHP, de forma a construir uma matriz de dados em que em um eixo tem-se a energia de um detector e no outro a energia do outro detector. Nestas matrizes foram consideradas todas as combinações de dois detectores para aumentar o número de contagens. Esta consideração só é possível devido à calibração em tempo e energia de cada detector individualmente, onde foram corrigidas as diferenças existentes na eletrônica de aquisição, tais como ganho e atrasos de módulos.

Nas experiências realizadas com o espectrômetro SACI-PERERE, onde se pode distinguir o tipo de partícula carregada detectada pelo sistema, foram também construídas matrizes de coincidência, chamadas de γ - γ -partícula. Nestas matrizes, foram consideradas os eventos em que houve sinal em dois detectores de GeHP e em pelo menos um dos detectores do SACI. No caso da experiência utilizando a reação $^{58}\text{Ni}(^{11}\text{B}, 2\text{pn})^{66}\text{Ga}$, por exemplo, foi construída uma matriz de coincidência do tipo γ - γ -2 prótons, isto é, foram considerados eventos em que houve sinal em dois detectores de GeHP simultaneamente com a detecção de 2 prótons pelo SACI, uma vez que este é o canal de reação para a produção do núcleo ^{66}Ga . A construção de matrizes de coincidência especificando qual o canal de reação permite eliminar parte do fundo indesejado produzido por outros canais de reação, ganhando-se assim poder de resolução e facilitando a procura de transições menos intensas.

Já para as experiências para medida de estados isoméricos, foram construídas matrizes de coincidência chamadas de γ_{atrasado} -tempo. Nestas matrizes, considera-se a energia do raio gama do detector GeHP posicionado próximo ao “stopper” do SISMEI (figura 2.7) e a diferença de tempo entre o “start” da contagem de tempo, dado pelo SACI ou pelo GeHP localizado no alvo e, o respectivo “stop”, dado pelo mesmo detector do γ_{atrasado} . Para a

análise dos resultados destas experiências, o detector de NaI(Tl) não foi considerado por ter apresentado problemas durante a aquisição de dados.

2.5 – Análise dos Dados Experimentais

2.5.1 – Esquema de Níveis

A construção dos esquemas de níveis dos núcleos populados na reação de fusão-evaporação é feita a partir da análise das matrizes de coincidência¹⁰. Conhecendo-se a energia de um raio gama pertencente ao núcleo de interesse, seleciona-se a área do pico correspondente à energia do raio gama em um dos eixos da matriz e projeta-se no outro eixo de energia. Este procedimento, conhecido como “*gate*” em energia, serve para verificar quais transições estão em coincidência temporal com a transição selecionada.

Para se posicionar as transições coincidentes em um esquema de níveis, foram adotados três critérios para determinação da ordem das transições coincidentes:

1. A soma das intensidades das transições que desexcitam um estado deve ser maior ou igual do que a soma das intensidades das transições que populam este estado.
2. As intensidades das transições pertencentes à estados abaixo do nível de energia depopulado pela transição em que se fez gate devem ser iguais para todos esses estados. Para transições com estados acima do gate, as intensidades serão proporcionais à população de cada estado.
3. A energia de uma transição “cross-over” (transição em que um raio γ decai para um nível mais abaixo sem passar pelo nível intermediário entre eles) possui igual valor ao da soma das energias dos raios γ que populam e depopulam o estado intermediário, dentro da incerteza experimental, sem estar em coincidência com estas transições.

¹⁰ A análise e construção dos esquemas de níveis foram feitas utilizando os programas dos pacotes GASPPware (BAZZACCO, 1997) e Radware (RADFORD, 1995).

2.5.2 – Determinação dos Momentos Angulares dos Estados Excitados Através da Técnica de Correlações Direcionadas de Radiação γ Emitida por Estados Orientados (Razão 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 (MORINAGA; YAMAZAKI 1976), que depende do ângulo de detecção, como pode ser visto na equação 2.5 e na figura 2.12. Observando-se esta figura, percebe-se que a distribuição angular da radiação é máxima em $\pi/2$ e mínima em 0 para emissões dipolares e mínima em $\pi/2$ para emissões quadrupolares, permitindo a distinção entre estes dois tipos de radiações.

$$W(\theta) = \sum_k \rho_k(j_i) F_k(j_k \lambda j_i) P_k(\cos \theta) \quad (\text{Equação 2.5})$$

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.

Figura 2.12: Distribuição angular ($W(\theta)$) da radiação emitida (a) dipolar ou (b) quadrupolar por um núcleo residual em função do ângulo, quando há uma direção preferencial para essa emissão.

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 aos núcleos de interesse foi feita utilizando-se a técnica DCO¹¹ (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, levando em conta o conhecimento prévio da distribuição angular de um dos raios γ e da geometria do arranjo experimental. Para comparar as distribuições angulares, deve-se fazer uma razão entre as intensidades obtidas para o raio γ desconhecido em coincidência com o conhecido em dois ângulos diferentes. Esta razão é chamada de razão DCO, e pode ser vista na equação 2.6.

$$\text{RDCO}_\gamma = \frac{I(\theta_1; \text{gate}_{\theta_2})}{I(\theta_2; \text{gate}_{\theta_1})} \quad (\text{Equação 2.6})$$

Onde:

$I(\theta_1; \text{gate}_{\theta_2})$ é a intensidade do raio γ desconhecido observada no ângulo θ_1 , observada a partir do gate em energia de um raio γ conhecido detectado no ângulo θ_2 .

$I(\theta_2; \text{gate}_{\theta_1})$ é a intensidade do raio γ desconhecido, observada no ângulo θ_2 , observada a partir do gate em energia de um raio γ conhecido detectado no ângulo θ_1 .

A intensidade dos raios γ pode ser determinada facilmente, uma vez que se conhece a eficiência relativa¹² dos detectores e a área do pico referente à transição na matriz de coincidência. Entretanto, 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 . Assim, pode-se escrever a razão DCO em função de variáveis determinadas experimentalmente:

¹¹ Directional Correlations of γ -rays from Oriented States of Nuclei.

¹² A eficiência dos detectores foi determinada utilizando o método descrito na seção 2.4.3.

$$\text{RDCO}_\gamma = \frac{I(\theta_1; \text{gate}_{\theta_2})}{I(\theta_2; \text{gate}_{\theta_1})} = \frac{\varepsilon(\text{gate}_{\theta_2}) \times \frac{\text{área}_{\theta_1}(\gamma)}{\varepsilon_{\theta_1}(\gamma)}}{\varepsilon(\text{gate}_{\theta_1}) \times \frac{\text{área}_{\theta_2}(\gamma)}{\varepsilon_{\theta_2}(\gamma)}} \quad (\text{Equação 2.7})$$

Onde:

$\varepsilon(\text{gate}_{\theta_2})$ é a eficiência de detecção do raio γ conhecido, observado pelo detector posicionado em θ_2 ;

$\text{área}_{\theta_1}(\gamma)$ é a área do pico referente ao raio γ observado pelo detector posicionado em θ_1 , a partir do raio γ conhecido visto pelo detector posicionado em θ_2 ;

$\varepsilon_{\theta_1}(\gamma)$ é a eficiência de detecção do raio γ observado pelo detector posicionado em θ_1 , a partir do raio γ conhecido visto pelo detector posicionado em θ_2 ;

$\varepsilon(\text{gate}_{\theta_1})$ é a eficiência de detecção do raio γ conhecido, observado pelo detector posicionado em θ_1 ;

$\text{área}_{\theta_2}(\gamma)$ é a área do pico referente ao raio γ observado pelo detector posicionado em θ_2 , a partir do raio γ conhecido visto pelo detector posicionado em θ_1 ;

$\varepsilon_{\theta_2}(\gamma)$ é a eficiência de detecção do raio γ observado pelos detectores em θ_2 , a partir do raio γ conhecido visto pelo detector posicionado em θ_1 ;

No caso do arranjo experimental SACI-PERERE, os ângulos θ_1 e θ_2 considerados são iguais a 37° e 101° , uma vez que este sistema possui 2 detectores de GeHP posicionados a 37° e 2 detectores posicionados a 101° em relação ao plano de incidência do feixe. Para determinar as intensidades dos raios γ pertencentes ao núcleo ^{66}Ga nestes dois ângulos, construiu-se uma matriz de coincidência γ - γ , 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° .

Já no caso do “*FSU Clover Array*” da Universidade Estadual da Flórida, que possui dois detectores de GeHP posicionados em ângulos dianteiros em relação à linha de feixe ($49,8^\circ$ e $47,3^\circ$), três posicionados em ângulos traseiros (154° , 152° e 153°) e cinco detectores posicionados a 90° , os ângulos escolhidos para a razão DCO foram $\theta_1 = 153^\circ$ (ângulo médio entre os detectores traseiros) e $\theta_2 = 90^\circ$. As matrizes de coincidência utilizando o ângulo dianteiro apresentaram baixo número de contagens, não permitindo a determinação das intensidades dos raios γ neste ângulo com boa precisão, uma vez que foi necessário

desconsiderar um dos dois detectores, que apresentou problemas durante a aquisição de dados.

Os valores obtidos para a razão DCO, além de dependerem da geometria do arranjo experimental, dependem também 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 programa CORR (BAZZACCO, 1997) calcula a razão DCO teórica¹³ 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 nas figuras 2.13 e 2.14 para os arranjos experimentais SACI-PERERE e “FSU Clover Array”, respectivamente. Estas figuras mostram os resultados obtidos para a razão DCO considerando a detecção de uma transição dipolar que troca uma unidade de momento angular ($\Delta I=1$) ou não ($\Delta I=0$) e diferentes graus de mistura, vista em coincidência com uma transição puramente quadrupolar. No caso do arranjo experimental “FSU Clover Array”, em que a transição conhecida é uma transição dipolar pura, o valor esperado para a detecção de uma outra transição dipolar é 1,1 para uma transição dipolar com $\Delta I=1$ e 0,38 para uma transição dipolar com $\Delta I=0$.

Figura 2.13: Razão DCO em função do grau de mistura multipolar δ , calculada através do programa CORR, para transições correspondentes a (a) $\Delta I=1$ e (b) $\Delta I=0$ para o arranjo experimental SACI-PERERE, levando em consideração um gate puramente quadrupolar.

¹³ Para maiores detalhes sobre a razão DCO teórica ver (KRANE, 1973).

Figura 2.14: Razão DCO em função do grau de mistura multipolar δ , calculada através do programa CORR, para transições correspondentes a (a) $\Delta I=1$ e (b) $\Delta I=0$ para o arranjo experimental “FSU Clover Array”, levando em consideração um gate puramente quadrupolar.

2.5.3 – Determinação da Meia Vida dos Estados Isoméricos das Experiências Utilizando o Espectrômetro SISMEI

A meia vida de estados isoméricos foi determinada a partir da análise da matriz de coincidência $\gamma_{\text{atrasado}}\text{--tempo}$. Ao se analisar a projeção total em energia desta matriz, como mostrado na figura 2.15, foi possível observar as transições pertencentes à cascata de raios gama que depopulam os estados abaixo do estado isomérico para os núcleos ^{66}Ga , ^{67}Ge e ^{68}As , cujos esquemas de níveis parciais podem ser vistos na figura 2.16. Nestas projeções também foi possível identificar os raios X provenientes da excitação do “stopper” pelo feixe incidente, além de transições cujo espectro de tempo possui somente o pico de “Prompt”. Estas transições que apresentam somente o pico de “Prompt” podem ser provenientes tanto de reações do feixe com ^{16}O e ^{12}C presentes no “stopper”, de estados isoméricos com meia vida maior do que a do intervalo de tempo de medida ($\sim 2 \mu\text{s}$) ou do decaimento beta dos núcleos que possuem um estado isomérico.

Figura 2.15: Projeção total em energia da matriz de coincidência $\gamma_{\text{atrasado}}\text{-tempo}$ para as experiências (a) $^{58}\text{Ni}(^{11}\text{B}, x\alpha y p z n)$ e (b) $^{58}\text{Ni}(^{12}\text{C}, x\alpha y p z n)$. Os raios X do “stopper” de chumbo são marcados com o símbolo “X”. As transições marcadas com o símbolo “*” são transições cujo espectro de tempo apresentam somente o pico de “Prompt”.

Figura 2.16: Esquema de níveis parcial (a partir do decaimento do estado isomérico, em vermelho) para os núcleos: (a) ^{66}Ga (SINGH, 2007), (b) ^{67}Ge (JUNDE; XIAOLONG.; TULI, 2005) e (c) ^{68}As (MCCUTCHAN, 2012). As energias das transições e dos estados são dadas em keV.

Ao se fazer um “gate” em energia de uma transição na matriz $\gamma_{\text{atrasado}}\text{-tempo}$, é possível obter o espectro de tempo desta transição. Este “gate” em energia pode ser feito considerando-se ou não o fundo Compton existente, proveniente de transições de mais alta energia do que a da transição de interesse.

Dos espectros obtidos a partir de “gates” em energia **sem a subtração** do fundo Compton (ver figura 2.17), é possível obter um perfil de resolução em tempo do detector para

aquela transição, identificada nesta figura pelo nome de “*Prompt*”. Este pico de “*Prompt*” é obtido a partir da diferença de tempo intrínseca da eletrônica de aquisição, isto é, da diferença de tempo fixa entre os sinais de “*start*” e “*stop*” dada por “*Gate-Delay Generators*” (G.G’s) e sua largura determina a resolução do detector e da eletrônica de aquisição. Nesta figura também se pode observar uma região em que o decaimento, que ocorre em vôo, é atenuado pela blindagem existente do SISMEI e a região em que o decaimento ocorre no “*stopper*”, com contribuições (fundo) proveniente da não subtração do fundo Compton no “*gate*” em energia.

A partir do “*gate*” em energia considerando-se a **subtração** do fundo Compton, é possível obter o espectro de decaimento do estado isomérico com a menor contribuição de transições mais intensas provenientes de outros decaimentos (fundo). É a partir deste espectro que foram determinadas as meias vidas dos estados isoméricos dos núcleos ^{66}Ga , ^{67}Ge e ^{68}As .

Figura 2.17: Espectro de tempo da transição de 734 keV que depopula o estado isomérico do núcleo ^{67}Ge . Este espectro foi obtido a partir do gate em energia nesta transição, sem subtração de fundo Compton. As regiões demarcadas pelas linhas pontilhadas indicam: o pico de “*Prompt*”, responsável pela resolução temporal do espectro, parte do espectro que decai em vôo e sofre atenuação da blindagem e a região do decaimento propriamente dito com contribuições de fundo de outras transições devido a não subtração do fundo Compton no “*gate*” em energia da matriz $\gamma_{\text{atrasado}}-\text{tempo}$.

Para determinar a meia vida de estados isoméricos de valores comparáveis com a resolução temporal do sistema e do detector de GeHP (dezenas de ns), caso dos núcleos ^{66}Ga e ^{68}As , foi implementado o método de convolução na análise dos espectros de tempo. A convolução é feita a partir do perfil de resolução temporal do sistema (“*Prompt*”) com a curva teórica de decaimento, dada pela equação 2.8. Os parâmetros da nova curva obtida são ajustados utilizando o Método dos Mínimos Quadrados, de forma a reproduzir os dados experimentais. A incerteza da meia vida ($T_{1/2}$) é estimada a partir dos valores ajustados de $T_{1/2}$ obtidos quando se adiciona uma unidade ao valor do χ^2 do ajuste.

$$N = N_0 e^{-\frac{\ln 2}{T_{1/2}} t} + N_f \quad (\text{Equação 2.8})$$

Onde:

N é o número de contagens em função do tempo,

N_f é o número médio de contagens do fundo,

t é o tempo,

N_0 é um parâmetro ajustável que representa o número de contagens para $t = 0$.

$(\ln 2 / T_{1/2})$ é o parâmetro do ajuste que está relacionado com a meia vida do estado isomérico ($T_{1/2}$).

3 – RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Neste capítulo serão discutidos os resultados experimentais obtidos (seções 3.2 à 3.6) com as experiências realizadas na Universidade de São Paulo, Brasil, e Florida State University, EUA, utilizando os espectrômetros SACI-PERERE, SISMEI e FSU *Clover array*. Neste capítulo também é dada uma breve descrição dos estudos realizados anteriormente (seção 3.1) para a descrição dos isótopos duplamente ímpares $^{64,66,68,70}\text{Ga}$ e do núcleo de número de massa (A) ímpar ^{67}Ge , medidos experimentalmente neste trabalho.

3.1 – Estudos anteriores dos núcleos $^{64,66,68,70}\text{Ga}$ e ^{67}Ge

Os isótopos duplamente ímpares $^{64,66,70}\text{Ga}$, além do núcleo ^{67}Ge , foram estudados principalmente no final dos anos 70 e início da década de 80, enquanto que o núcleo ^{68}Ga foi estudado mais recentemente em 2000.

Os estados de mais alto spin conhecidos do núcleo ^{64}Ga foram estudados através das reações $^{54}\text{Fe}(^{12}\text{C}, p n \gamma)$ com energia de feixe variando de 32,5 à 45 MeV, e $^{64}\text{Zn}(p, n \gamma)$, com energia de feixe variando de 8 à 16 MeV (SCHMAL, 1984). Em ambas as experiências, foram utilizados 2 detectores de Ge(Li) para medidas de coincidência γ - γ , além de medidas de coincidência γ -nêutrons utilizando 4 detectores cintiladores líquidos de NE-213 para a medida dos nêutrons. Neste trabalho de 1984, o estado de mais alto spin (12) populado nesta reação tem energia igual a 5629,1 (4) keV.

Dos estados excitados conhecidos do núcleo ^{64}Ga , 3 deles são isoméricos: o estado excitado 2^+ , de energia igual a 42,85 (8) keV, possui meia vida de $T_{1/2} = 21,9$ (7) μs (TANIGAKI, 1999); o estado excitado 1^+ , de energia igual a 128,05 (10) keV, possui meia vida de $T_{1/2} = 6,9$ (7) ns (HANSEN, 1974) e, para o estado de spin suposto 3^+ , com energia igual a 170,95 (9) keV foi atribuída uma meia vida igual a $T_{1/2} \approx 3$ ns (HANSEN, 1974).

O núcleo ^{66}Ga foi estudado em 1978 através das reações de fusão-evaporação $^{63}\text{Cu}(\alpha, n \gamma)$, com energia de feixe de 18 MeV, e $^{64}\text{Zn}(\alpha, n p \gamma)$ com energia de feixe de 30 MeV (MORAND, 1978). Neste estudo, foram utilizados dois detectores de Ge(Li) para medidas de

coincidência γ - γ , sendo considerado dois intervalos de tempo para que a coincidência entre os dois detectores ocorresse: $\Delta t = 13$ (5) ns, para medidas de transições de decaimento rápido e $\Delta t = 52$ (8) ns, para medidas provenientes do estado isomérico de energia 1464,33 (15) keV e spin suposto 7⁻. O estado de mais alto spin obtido por Morand *et al.* (1978) tem energia medida igual a 5109,3 (5) keV e spin suposto igual a 13.

Além do estado isomérico de energia 1464,33 (15) keV, o núcleo ^{66}Ga possui mais outros dois estados isoméricos conhecidos, de energias iguais a 43,812 (16) keV (estado 1⁺) e 66,139 (19) keV (estado com spin suposto 2⁺), com meia vidas conhecidas de $T_{1/2} = 18,0$ (9) ns (ROODBERGEN, 1975) e $T_{1/2} = 23,0$ (14) ns (BROWNE;TULI, 2010a), respectivamente. Já o estado de energia 1464 keV possui duas medidas de vida média não compatíveis entre si: $T_{1/2}=57,3$ (14) ns (FILEVICH, 1978) e 39 (2) ns (KOUDA, 1997).

Em 2000, o núcleo ^{68}Ga foi estudado através da reação de fusão-evaporação $^{55}\text{Mn}(^{16}\text{O}, 2\text{pn})$ com energia de feixe incidente igual a 55 MeV (SINGH, 2000). A radiação gama foi medida utilizando 7 detectores GeHP com supressores Compton, posicionados à 45°, 99° e 153° em relação à direção do feixe. Partículas carregadas foram coletadas com 14 detectores plásticos do tipo “Phoswich”, sendo quatro posicionados em ângulos dianteiros, quatro em ângulos traseiros e seis à 90° em relação ao feixe incidente. O estado de mais alta energia populado possui energia igual a 7725, 2 (16) keV e spin suposto de 17⁺. Este núcleo também possui um estado isomérico de energia igual a 1229,87 (4) keV e meia vida igual a $T_{1/2} = 62,0$ (14) ns (MCCUTCHAN, 2012).

O núcleo ^{70}Ga foi estudado através da reação de fusão-evaporação $^{68}\text{Zn}(\alpha, \text{pn}\gamma)$, com energia de feixe incidente variando de 23 a 40 MeV e dois detectores de Ge(Li) para medidas de coincidência γ - γ (MORAND, 1977). O estado de mais alto spin obtido possui energia medida igual a 2886,3 (11) keV e spin suposto igual a 9. Este núcleo também possui um estado isomérico de energia igual a 879,1 (1) keV e meia vida igual a $T_{1/2} = 22,7$ (5) ns (HUTCHEON, 1975).

O núcleo com número de massa A ímpar ^{67}Ge foi estudado na década de 80 utilizando a reação de fusão-evaporação $^{57}\text{Fe}(^{12}\text{C}, 2\text{n}\gamma)$, com energia de feixe incidente igual a 40 MeV (ZOBEL, 1980). Coincidências γ - γ foram realizadas utilizando dois detectores de Ge(Li) e

coincidências temporais foram feitas conectando estados de mais alto spin com o do decaimento isomérico proveniente do estado $9/2^+$, de energia igual a 751,70 (6) keV. Neste estudo, o estado de mais alto spin populado possui energia igual a 4847,98 (11) keV e spin suposto igual a $23/2^-$.

O núcleo ^{67}Ge possui ainda mais um estado isomérico conhecido, de spin igual a $5/2^-$ e energia igual a 18,20 (5) keV, com meia vida igual a 13,7 (9) μs (JUNDE; XIAOLONG; TULI, 2005). Já a meia vida do estado isomérico $9/2^+$, de energia 751,70 (6) keV, foi medida em quatro experiências diversas: $T_{1/2} = 70$ (7) ns (BERTSCHAT, 1973); $T_{1/2}=102$ (10) ns (NAKAYAMA, 1978); $T_{1/2} = 110,9$ (14) ns (AL-NASER, 1979) e $T_{1/2} = 146$ (4) ns (CHANDLER, 2000), sendo este último valor adotado como referência no Nuclear Data Sheets (JUNDE; XIAOLONG.; TULI, 2005).

3.2 – Resultados experimentais para o núcleo ^{67}Ge

Os resultados experimentais obtidos para o núcleo ^{67}Ge , produzido através da reação de fusão-evaporação $^{58}\text{Ni}(^{12}\text{C}, 2\text{pn})$, podem ser vistos na figura 3.1. Ao todo, foram identificadas 34 novas transições e 19 novos estados excitados pertencentes a este núcleo. As energias das transições e suas intensidade relativas podem ser visto na tabela 3.1. As figuras 3.2 e 3.3 mostram os espectros em energia em coincidência com as transições 994,95 (3), 1326,42 (3), 418,82 (3) e 533,86 (3) keV, em que as transições identificadas neste trabalho como pertencentes ao núcleo ^{67}Ge podem ser vistas.

Figura 3.1: Esquema de níveis do núcleo ^{67}Ge obtido com a experiência $^{58}\text{Ni}(^{12}\text{C}, 2\text{pn})$. As energias são dadas em keV e as larguras das setas indicam as intensidades dos raios γ . As transições marcadas com “*” assim como os estados excitados destacados em vermelho representam as novas transições e estados propostos como pertencente a este núcleo.

Figura 3.2: Espectro de raios γ em coincidência com as transições (a) 994,95 (3) e (b) 1326,42 (3) keV, pertencentes ao núcleo ^{67}Ge . As transições, cujas energias (em keV) estão identificadas, pertencem ao núcleo ^{67}Ge , enquanto que as transições mais intensas pertencentes a outros núcleos também são identificadas.

Figura 3.3: Espectro de raios γ em coincidência com as transições (a) 418,82 (3) e (b) 533,86 (3) keV, pertencentes ao núcleo ^{67}Ge . As transições, cujas energias (em keV) estão identificadas, pertencem ao núcleo ^{67}Ge , enquanto que as transições mais intensas pertencentes a outros núcleos também são identificadas.

As transições 994,95 (3) keV ($13/2^+ \rightarrow 9/2^+$), 889,46 (4) keV ($11/2^+ \rightarrow 9/2^+$), 778,86 (4) keV ($13/2^+_{(2)} \rightarrow 11/2^+$), 1239,09 (3) keV ($19/2^- \rightarrow 17/2^+$), 418,82 (3) keV ($21/2^- \rightarrow 19/2^-$), 533,86 (3) keV ($23/2^- \rightarrow 19/2^-$), 708,93 (3) keV ($19/2^- \rightarrow 15/2^-$), 1326,42 (3) keV ($17/2^+ \rightarrow 13/2^+$) e 1856,22 (4) keV ($15/2^- \rightarrow 9/2^+$) foram identificadas como pertencentes ao núcleo ^{67}Ge por Zobel *et al.* (1980). Neste estudo, há a indicação de uma transição de energia igual a 114,21 (5) keV, conectando os estados de energia 4848 keV ($23/2^-$) e 4733 keV ($21/2^-$). Esta transição, vista na figura 3.4, foi confirmada neste trabalho e pôde ser bem determinada em coincidência com diversas transições, tais como 418,82 (3), 708,93 (3), 994,95 (3), 1239,09 (3) e 1326,42 (3) keV.

Figura 3.4 Espectro de raios γ em coincidência com a transição 114,21 (5) keV, pertencente ao núcleo ^{67}Ge . As transições, cujas energias (em keV) estão identificadas, pertencem ao núcleo ^{67}Ge , enquanto que as transições mais intensas pertencentes a outros núcleos também são identificadas.

Do estudo feito por Zobel *et al.* (1980), havia ainda a sugestão de conexão entre os estados $19/2^-$, de energia igual a 4313 keV e o estado $13/2^+_{(2)}$, de energia igual a 2421 keV, porém o estudo feito por Zobel *et al.* não conseguiu identificar as transições que fazem a conexão entre os dois estados. Dos resultados obtidos neste trabalho para o núcleo ^{67}Ge através da experiência $^{58}\text{Ni}(^{12}\text{C}, 2\text{pn})$, esta conexão é feita através de duas novas transições, de energias iguais a 598,54 (4) e 1292,49 (6) keV, que populam e depopulam um novo estado excitado, de energia igual a 3715 keV e spin proposto igual a $(17/2)$. A figura 3.5 mostra os espectros de raios γ em coincidência com estas duas novas transições. Deste novo estado decai também uma outra transição, de energia igual a 1966,63 (7) keV, que conecta o estado $(17/2)$ com o estado $13/2^+$, cujo espectro de raios γ em coincidência com esta transição pode ser visto na figura 3.6.

Figura 3.5: Espectro de raios γ em coincidência com as transições 598,54 (4) e 1292,49 (6) keV, pertencentes ao núcleo ^{67}Ge . As transições, cujas energias (em keV) estão identificadas, pertencem ao núcleo ^{67}Ge , enquanto que as transições mais intensas pertencentes a outros núcleos também são identificadas.

Figura 3.6: Espectro de raios γ em coincidência com a transição 1966,63 (7) keV, pertencente ao núcleo ^{67}Ge . As transições, cujas energias (em keV) estão identificadas, pertencem ao núcleo ^{67}Ge , enquanto que as transições mais intensas pertencentes a outros núcleos também são identificadas.

Ao se observar os espectros de energia em coincidência com as transições 778,86 (4) e 889,46 (4) keV, que depopulam os estados $13/2^+_{(2)}$ e $11/2^+$, respectivamente, notou-se que estes estavam em coincidência com uma transição de energia igual a 708,89 (24) keV, como pode ser visto na figura 3.7. Ao se observar o espectro de energia em coincidência com a transição de energia 708,93 (3) keV ($19/2^- \rightarrow 15/2^-$), notou-se que, na realidade, são duas transições de mesma

energia, coincidentes entre si, como pode ser visto na figura 3.8. Esta nova transição, de energia 708,89 (24) keV, depopula um novo estado excitado, de energia igual a 6288 keV.

Figura 3.7: Espectro de raios γ em coincidência com as transições (a) 778,86 (4) e (b) 889,46 (4) keV, pertencentes ao núcleo ^{67}Ge . As transições, cujas energias (em keV) estão identificadas, pertencem ao núcleo ^{67}Ge , enquanto que as transições mais intensas pertencentes a outros núcleos também são identificadas.

Figura 3.8: Espectro de raios γ em coincidência com a transição 708,93 (3) keV, pertencente ao núcleo ^{67}Ge . As transições, cujas energias (em keV) estão identificadas, pertencem ao núcleo ^{67}Ge , enquanto que as transições mais intensas pertencentes a outros núcleos também são identificadas.

Do estado $15/2^-$, de energia igual a 3604 keV, foi identificada uma nova transição, de energia igual a 826,06 (4) keV, que conecta este estado com um novo, de energia igual a 2778 keV, além da transição conhecida de energia igual a 1856,22 (4) keV. Este novo estado é depopulado por uma transição de energia igual a 1029,23 (5) keV. Foi identificada outra nova transição de energia bastante próxima, igual a 1030,89 (4) keV, que depopula o novo estado excitado de energia igual a 7319 keV. Também foram identificadas duas outras transições de energias bastante próximas, iguais a 1247,67 (8) e 1248,44 (6) keV, coincidentes entre si, que depopulam os estados de energia 7319 e 9236, respectivamente.

Uma segunda transição, de energia 732,05 (5) keV, foi identificada como pertencente ao núcleo ^{67}Ge . Esta transição, posicionada como pertencente ao estado excitado de energia 5580 keV, não pode ser confundida com a transição proveniente do estado isomérico, uma vez que a janela de tempo para uma coincidência é de aproximadamente 40 ns^{14} , menor do que a meia vida do estado isomérico, como pode ser visto na seção 3.6. Nota-se que esta transição está em coincidência somente com algumas transições pertencentes ao ^{67}Ge , como pode ser visto na figura 3.9, além de possuir um caráter dipolar, como pode ser visto na tabela 3.1.

Figura 3.9: Espectro de raios γ em coincidência com a transição 732,05 (5) keV, pertencente ao núcleo ^{67}Ge . As transições, cujas energias (em keV) estão identificadas, pertencem ao núcleo ^{67}Ge , enquanto que as transições mais intensas pertencentes a outros núcleos também são identificadas.

As multipolaridades das transições identificadas como pertencentes ao núcleo ^{67}Ge foram determinadas utilizando a razão DCO, a partir da transição quadrupolar conhecida do tipo E2, de energia igual a 994,95 (3) keV ($13/2^+ \rightarrow 9/2^+$). Os resultados obtidos podem ser vistos na tabela 3.1.

¹⁴ Vide seção 2.4.4 para maiores detalhes.

Tabela 3.1: Propriedades dos raios gama pertencentes ao núcleo ^{67}Ge , observados na experiência $^{58}\text{Ni}(^{12}\text{C}, 2\text{pn})$. As intensidades relativas (I_γ) foram normalizadas a partir da intensidade da transição 994,95 (3) keV ($13/2^+ \rightarrow 9/2^+$). As razões DCO, em relação as transições 994,95 (3), 533,86 (3), 418,82 (3), 669,75 (3) e 1326,42 (3) keV também são apresentadas. As incertezas são dadas entre parênteses.

$I_i \rightarrow I_f$	$E_i \rightarrow E_f$ (keV)	E_γ (keV)	I_γ	DCO	Multipolaridade
$23/2^-^{(a)} \rightarrow 21/2^-^{(a)}$	4845,1 (6) $\rightarrow$ 4730,3 (6)	114,21 (5)	10,3 (4)		
$19/2^-^{(a)} \rightarrow$	4311,5 (3) $\rightarrow$ 4169,41 (13)	140,99 (20)	0,9 (2)		
$(31/2) \rightarrow$	7987,3 (8) $\rightarrow$ 7612,91 (17)	374,88 (6)	11,4 (6)		
$21/2^-^{(a)} \rightarrow 19/2^-^{(a)}$	4730,3 (6) $\rightarrow$ 4311,5 (3)	418,82 (3)	221 (7)	0,54 (6) ^(b)	$M1^{(a)}$
$(25/2)_{(1)} \rightarrow 21/2^-^{(a)}$	5211,9 (9) $\rightarrow$ 4730,3 (6)	481,02 (4)	28,2 (12)	1,4 (3) ^(e)	Quadrupolar
$23/2^-^{(a)} \rightarrow 19/2^-^{(a)}$	4845,2 (6) $\rightarrow$ 4311,5 (3)	533,86 (3)	317 (10)	1,11 (12) ^(b)	$E2^{(a)}$
$21/2^-^{(a)} \rightarrow$	4730,3 (6) $\rightarrow$ 4169,41 (13)	560,84 (12)	6,2 (6)		
$\rightarrow 15/2^-^{(a)}$	4169,41 (13) $\rightarrow$ 3602,4 (4)	566,97 (9)	13,8 (13)		
$19/2^-^{(a)} \rightarrow (17/2)$	4311,5 (3) $\rightarrow$ 3712,9 (5)	598,54 (4)	61,5 (22)	0,49 (12) ^(b)	Dipolar
$\rightarrow 23/2^-^{(a)}$	5474,85 (10) $\rightarrow$ 4845,2 (6)	629,06 (6)	24,7 (12)		
$(31/2) \rightarrow (27/2)_{(2)}$	7987,3 (6) $\rightarrow$ 7317,1 (5)	669,75 (3)	86 (3)	1,12 (16) ^(b)	Quadrupolar
$(25/2)_{(4)} \rightarrow (23/2)_{(1)}$	6286,3 (3) $\rightarrow$ 5474,85 (10)	708,89 (24)	6,0 (9)		
$19/2^-^{(a)} \rightarrow 15/2^-^{(a)}$	4311,5 (3) $\rightarrow$ 3602,4 (4)	708,93 (3)	289 (9)	1,08 (12) ^(b)	$E2^{(a)}$
$(23/2)_{(1)} \rightarrow 23/2^-^{(a)}$	5577,17 (10) $\rightarrow$ 4845,2 (6)	732,05 (5)	40,1 (17)	0,32 (8) ^(c)	Dipolar, $\Delta I=0$
$13/2^+_{(2)} \rightarrow 11/2^+_{(a)}$	2420,0 (8) $\rightarrow$ 1641,2 (7)	778,86 (4)	130 (5)		$M1+E2$, $\delta=0,50$ (8) ^(a)
$(25/2)_{(4)} \rightarrow$	6286,3 (3) $\rightarrow$ 5474,85 (10)	811,19 (7)	22,5 (11)		
$15/2^-^{(a)} \rightarrow (13/2)$	3602,4 (4) $\rightarrow$ 2775,9 (8)	826,06 (4)	75 (3)	0,50 (10) ^(c)	Dipolar
$(23/2)_{(2)} \rightarrow (21/2)$	5591,98 (13) $\rightarrow$ 4748,7 (9)	843,27 (9)	15,7 (13)	0,67 (24) ^(b)	Dipolar
$(27/2)_{(1)} \rightarrow (25/2)_{(1)}$	6068,52 (11) $\rightarrow$ 5211,9 (9)	857,17 (5)	22,4 (10)	0,39 (17) ^(f)	Dipolar
$11/2^+_{(a)} \rightarrow 9/2^+_{(a)}$	1641,2 (7) $\rightarrow$ 751,70 (6) ^(a)	889,46 (4)	109,6 (17)		$M1+E2$, $\delta=0,50$ (8) ^(a)
$13/2^+_{(a)} \rightarrow 9/2^+_{(a)}$	1746,7 (7) $\rightarrow$ 751,70 (6) ^(a)	994,95 (3)	1000 (1000)		$E2^{(a)}$
$(13/2) \rightarrow 9/2^+_{(a)}$	2775,9 (8) $\rightarrow$ 1746,7 (7)	1029,23 (5)	94 (5)		
$(27/2)_{(2)} \rightarrow (25/2)_{(4)}$	7317,1 (5) $\rightarrow$ 6286,3 (3)	1030,89 (4)	56,5 (24)	0,44 (16) ^(f)	Dipolar
$(27/2)_{(3)} \rightarrow (25/2)_{(5)}$	8737,01 (13) $\rightarrow$ 7693,5 (5)	1043,53 (5)	46,4 (20)	0,47 (10) ^(b)	Dipolar
$\rightarrow 19/2^-^{(a)}$	5474,9 (5) $\rightarrow$ 4311,5 (3)	1163,92 (6)	57 (3)		
$(23/2)_{(3)} \rightarrow (21/2)$	5923,84 (11) $\rightarrow$ 4748,7 (9)	1175,13 (6)	28,6 (18)	0,47 (19) ^(b)	Dipolar
$(25/2)_{(2)} \rightarrow 23/2^-^{(a)}$	6053,72 (10) $\rightarrow$ 4845,2 (6)	1208,60 (5)	67 (3)	-	Dipolar ^(g)
$19/2^-^{(a)} \rightarrow 17/2^+_{(a)}$	4311,5 (3) $\rightarrow$ 3073,1 (7)	1239,09 (3)	412 (13)	0,54 (6) ^(b)	$E1^{(a)}$
$(27/2)_{(2)} \rightarrow (27/2)_{(1)}$	7317,1 (5) $\rightarrow$ 6068,52 (11)	1247,67 (8)	19,6 (9)		
$\rightarrow (31/2)$	9235,70 (15) $\rightarrow$ 7987,3 (6)	1248,44 (6)	38,7 (18)		
$(17/2) \rightarrow 13/2^+_{(a)}$	3712,9 (5) $\rightarrow$ 2420,0 (8)	1292,49 (6)	32,7 (19)		
$(25/2)_{(3)} \rightarrow 23/2^-^{(a)}$	6167,35 (10) $\rightarrow$ 4845,2 (6)	1322,23 (4)	134 (5)	0,64 (8) ^(c)	Dipolar
$17/2^+_{(a)} \rightarrow 13/2^+_{(a)}$	3073,1 (7) $\rightarrow$ 1746,7 (7)	1326,42 (3)	554 (18)	0,83 (9) ^(b)	$E2^{(a)}$
$(25/2)_{(4)} \rightarrow 23/2^-^{(a)}$	6286,3 (3) $\rightarrow$ 4845,2 (6)	1441,36 (10)	17,5 (11)		
	7612,91 (17) $\rightarrow$ 6167,35 (10)	1445,07 (8)	14 (8)		
$(25/2)_{(5)} \rightarrow (25/2)_{(3)}$	7693,5 (5) $\rightarrow$ 6167,35 (10)	1525,41 (7)	24,4 (12)	0,45 (14) ^(c)	Dipolar, $\Delta I=0$
$(25/2)_{(4)} \rightarrow 21/2^-^{(a)}$	6286,3 (3) $\rightarrow$ 4730,3 (6)	1556,24 (6)	37,8 (17)	0,95 (16) ^(d)	Dipolar
$\rightarrow (25/2)_{(2)}$	7612,91 (17) $\rightarrow$ 6053,72 (10)	1559,19 (14)	11,2 (9)		

Tabela 3.1: Continuação. Propriedades dos raios gama pertencentes ao núcleo ^{67}Ge , observados na experiência $^{58}\text{Ni}(^{12}\text{C}, 2\text{pn})$. As intensidades relativas (I_γ) foram normalizadas a partir da intensidade da transição 994,95 (3) keV ($13/2^+ \rightarrow 9/2^+$). As razões DCO, em relação as transições 994,95 (3), 533,86 (3), 418,82 (3), 669,75 (3) e 1326,42 (3) keV também são apresentadas. Os erros são dados entre parênteses.

$I_i \rightarrow I_f$	$E_i \rightarrow E_f$ (keV)	E_γ (keV)	I_γ	DCO	Multipolaridade
$(21/2) \rightarrow 17/2^{+ (a)}$	4748,7 (9) $\rightarrow$ 3073,1 (7)	1675,64 (5)	80 (4)	0,87 (16) ^(f)	Quadrupolar
$(27/2)_{(2)} \rightarrow (23/2)_{(1)}$	7317,1 (5) $\rightarrow$ 5577,17 (10)	1740,89 (11)	10,6 (7)		
$(25/2)_{(5)} \rightarrow (23/2)_{(3)}$	7693,5 (5) $\rightarrow$ 5923,84 (11)	1770,49 (7)	30,0 (16)	0,60 (16) ^(b)	Dipolar
$15/2^{-(a)} \rightarrow 13/2^{+(a)}$	3602,4 (4) $\rightarrow$ 1746,7 (7)	1856,22 (4)	317 (12)	0,44 (6) ^(b)	M1 ^(a)
$(17/2)^{(a)} \rightarrow 9/2^{+(a)}$	3712,9 (5) $\rightarrow$ 1746,7 (7)	1966,63 (7)	35,5 (23)	0,91 (25) ^(b)	Quadrupolar
$(25/2)_{(5)} \rightarrow (23/2)_{(2)}$	7693,5 (5) $\rightarrow$ 3602,4 (4)	2101,38 (13)	11,9 (9)		

(a) Zobel *et al.* (1980).

(b) Em relação à transição 994,95 (3) keV.

(c) Em relação à transição 533,86 (3) keV.

(d) Em relação à transição 418,82 (3) keV.

(e) Em relação à transição 669,75 (3) keV.

(f) Em relação à transição 1326,42 (3) keV.

(g) Visto somente no ângulo a 90° , indicando uma transição dipolar conforme a figura 2.12.

3.3 – Resultados experimentais para o núcleo ^{64}Ga

A figura 3.10 mostra o esquema de níveis obtidos para o núcleo ^{64}Ga através da experiência $^{58}\text{Ni}(^{12}\text{C}, \alpha\text{pn})$ com energia de feixe incidente igual a 56,2 MeV. As transições identificadas previamente somente por Schmal *et al.* (1984), como pertencentes ao núcleo ^{64}Ga , foram confirmadas. Os espectros das transições 127,25 (3) e 663,90 (4) keV, que populam o estado isomérico de energia 42,85 (8) keV (Singh, 2007), podem ser vistos na figura 3.11.

Figura 3.10: Esquema de níveis do núcleo ^{64}Ga obtido com a experiência $^{58}\text{Ni}(^{12}\text{C}, \alpha\text{pn})$. As energias são dadas em keV e as larguras das setas indicam as intensidades dos raios γ .

Figura 3.11: Espectro de raios γ em coincidência com as transições (a) 127,25 (3) e (b) 663,90 (4) keV, pertencentes ao núcleo ^{64}Ga . As transições, cujas energias (em keV) estão identificadas, pertencem ao núcleo ^{64}Ga , enquanto que as transições mais intensas pertencentes a outros núcleos também são identificadas.

Poucos estados excitados do núcleo ^{64}Ga possuem uma indicação dos valores de spin, sendo em sua maioria provenientes do trabalho de Schmal *et al.* (1984), mas detalhes destas atribuições não foram divulgados pelos autores. Da medida da meia vida do estado excitado de energia igual a 42,85 (8) keV, Tanigaki *et al.* (1999) observaram que o valor obtido experimentalmente para a probabilidade de transição reduzida $B(E2)$ da transição deste estado para o estado fundamental é compatível com o valor esperado da Estimativa de Weisskopf (HEYDE, 1994, p. 159) para uma transição de mesma energia proveniente de um estado excitado de spin igual a 2^+ , indicando que a atribuição feita por Schmal *et al.* (1984) para este estado pode estar correta. O conhecimento do spin deste estado excitado de energia igual a 42,85 (8) keV é importante porque a atribuição dos spins dos demais estados excitados é feita baseada no valor do spin deste estado isomérico.

Para estimar o spin dos estados excitados do núcleo ^{64}Ga com a razão DCO, é necessário que ao menos a multipolaridade de uma transição seja bem conhecida, o que não acontece no caso deste núcleo (Singh, 2007). Hansel *et al.* (1974) mediram a meia vida do estado excitado de energia 170,6 (4) keV e indicaram que esta meia vida é compatível com

uma transição dipolar que depopula este estado, de energia igual a 127,25 (3) keV. A tabela 3.2 mostra os valores da razão DCO obtidas quando se supõe que a multipolaridade desta transição de 127,25 (3) keV é dipolar. Observando os valores esperados para a razão DCO teórica para o arranjo experimental “*FSU Clover Array*”, visto na figura 2.14, propôs-se as multipolaridades para algumas transições pertencentes ao núcleo ^{64}Ga , como pode ser visto na tabela 3.2.

Tabela 3.2: Propriedades dos raios gama pertencentes ao núcleo ^{64}Ga , observados na experiência $^{58}\text{Ni}(^{12}\text{C}, \alpha p n)$. As intensidades relativas (I_γ) foram normalizadas a partir da intensidade da transição 663,90 (4) ((3) $\rightarrow$ (2+)). As razões DCO, em relação as transições 127,25 (3), 189,56 (4), 233,89 (3), 279,26 (7), 898,46 (4), 1134,68 (4) e 1260,04 (5) keV também são apresentadas. As multipolaridades das transições são dadas considerando-se a transição 127,25 (3) keV dipolar. Os erros são dados entre parênteses.

$I_i \rightarrow I_f$	$E_i \rightarrow E_f$ (keV)	E_γ (keV)	I_γ	DCO	Multipolaridade
(3 ⁺) ^(a) $\rightarrow$ (2 ⁺) ₁ ^(a)	170,6 (4) $\rightarrow$ 42,85(8) ^(a)	127,25 (3)	357 (24)		Suposta Dipolar, $\Delta I=1$
(4) ₂ $\rightarrow$	707,1 (3) $\rightarrow$ 534,3 (7)	172,23 (7)	64 (4)		
(6) ₂ $\rightarrow$ (5)	2032,4 (4) $\rightarrow$ 1842,4 (5)	189,56 (4)	384 (14)	1,64 (20) ^(f)	Dipolar, $\Delta I=1$, $\delta=1,0$ (4)
$\rightarrow$ (5)	2051,6 (8) $\rightarrow$ 1842,4 (5)	209,67 (12)	54 (5)		
(6) ₂ $\rightarrow$ (6) ₁	2032,4 (4) $\rightarrow$ 1798,0 (4)	233,89 (3)	805 (27)	0,59 (10) ^(c)	Dipolar, $\Delta I=0$
(2 ⁺) ₂ ^(a) $\rightarrow$ (2 ⁺) ₁ ^(a)	322,7 (6) $\rightarrow$ 42,85(8) ^(a)	279,26 (7)	554 (83)		
$\rightarrow$ (4) ₁	827,6 (7) $\rightarrow$ 537,5 (3)	290,05 (19)	27 (6)		
$\rightarrow$ (4) ₂	1019,9 (5) $\rightarrow$ 707,1 (3)	312,29 (13)	61 (6)		
(2 ⁺) ₂ ^(a) $\rightarrow$ 0 ⁺ ^(a)	322,7 (6) $\rightarrow$ 0,0	322,22 (19)	215 (34)		
$\rightarrow$ (3 ⁺) ^(a)	534,3 (7) $\rightarrow$ 170,6 (4)	362,91 (13)	34 (4)		
	2051,6 (7) $\rightarrow$ 1684,7 (8)	366,27 (5)	135 (14)		
(4) ₁ $\rightarrow$ (3 ⁺) ^(a)	537,5 (3) $\rightarrow$ 170,6 (4)	366,73 (8)	132 (13)	0,75 (12) ^(c)	Dipolar, $\Delta I=1$
(4) ₂ $\rightarrow$ (2 ⁺) ₁ ^(a)	707,1 (3) $\rightarrow$ 322,7 (6)	383,95 (6)	109 (7)		
(8) ₂ $\rightarrow$ (7)	3572,4 (6) $\rightarrow$ 3101,3 (7)	470,45 (6)	132 (7)	0,60 (12) ^(g)	Dipolar, $\Delta I=0$
$\rightarrow$ (4) ₁	1019,9 (5) $\rightarrow$ 537,5 (3)	482,02 (4)	556 (23)		
(8) ₂ $\rightarrow$ (8) ₁	3572,4 (6) $\rightarrow$ 3088,3 (5)	483,73 (3)	949 (31)	0,50 (8) ^(c)	Dipolar, $\Delta I=0$.
(1) $\rightarrow$ (2 ⁺) ₁ ^(a)	534,3 (7) $\rightarrow$ 42,85(8) ^(a)	490,83 (10)	139 (24)		
(4) ₁ $\rightarrow$ (2 ⁺) ₁ ^(a)	537,5 (3) $\rightarrow$ 42,85(8) ^(a)	494,38 (4)	480 (49)	1,63 (25) ^(e)	Quadrupolar
(4) ₂ $\rightarrow$ (3 ⁺) ^(a)	707,1 (3) $\rightarrow$ 170,6 (4)	535,79 (9)	68 (4)		
$\rightarrow$ (6) ₂	2395,7 (4) $\rightarrow$ 2032,4 (4)	553,03 (11)	66 (11)		
(5) $\rightarrow$	1842,4 (5) $\rightarrow$ 1280,1 (9)	562,33 (17)	25 (3)		
	1684,7 (8) $\rightarrow$ 1019,9 (5)	663,2 (5)	8 (3)		
(3) $\rightarrow$ (2 ⁺) ₁ ^(a)	707,1 (3) $\rightarrow$ 42,85(8) ^(a)	663,90 (4)	1000 (1000)	1,22 (22) ^(f)	Quadrupolar
(8) ₁ $\rightarrow$	3088,3 (5) $\rightarrow$ 2395,7 (4)	692,37 (12)	66 (5)		
(6) ₁ $\rightarrow$	1798,0 (4) $\rightarrow$ 1019,9 (5)	777,16 (19)	44 (5)		
$\rightarrow$ (4) ₁	1356,3 (6) $\rightarrow$ 537,5 (3)	818,84 (17)	88 (11)		
$\rightarrow$ (3 ⁺) ^(a)	1019,9 (5) $\rightarrow$ 170,6 (4)	848,9 (3)	26 (5)		
	1684,7 (8) $\rightarrow$ 827,6 (7)	856,5 (7)	7 (2)		

Tabela 3.2: Continuação. Propriedades dos raios gama pertencentes ao núcleo ^{64}Ga , observados na experiência $^{58}\text{Ni}(^{12}\text{C}, \alpha\text{pn})$. As intensidades relativas (I_γ) foram normalizadas a partir da intensidade da transição 663,90 (4) ($(3^-) \rightarrow (2^+)$). As razões DCO, em relação as transições 127,25 (3), 189,56 (4), 233,89 (3), 279,26 (7), 898,46 (4), 1134,68 (4) e 1260,04 (5) keV também são apresentadas. A multipolaridade das transições são dadas considerando-se a transição 127,25 (3) keV quadrupolar. Os erros são dados entre parênteses.

$I_i \rightarrow I_f$	$E_i \rightarrow E_f$ (keV)	E_γ (keV)	I_γ	DCO	Multipolaridade
$(10) \rightarrow (8)_2$	4470,8 (7) $\rightarrow$ 3572,4 (6)	898,46 (4)	981 (33)	0,92 (16) ^(b)	Quadrupolar
$(6)_2 \rightarrow$	2032,4 (4) $\rightarrow$ 1019,9 (5)	1011,84 (5)	315 (13)		
	2051, 6 (7) $\rightarrow$ 1019,9 (5)	1031,85 (12)	135 (11)		
$(8)_1 \rightarrow (6)_2$	3088,3 (5) $\rightarrow$ 2032,4 (4)	1055,61 (4)	841 (32)	1,8 (3) ^(e)	Quadrupolar
$(7) \rightarrow (6)_2$	3101,3 (7) $\rightarrow$ 2032,4 (4)	1068,91 (5)	586 (24)	0,44 (10) ^(d)	Dipolar
$(6)_1 \rightarrow (4)_2$	1798,0 (4) $\rightarrow$ 707,1 (3)	1090,35 (5)	461 (22)		
$\rightarrow (3^+)$ ^(a)	1280,1 (9) $\rightarrow$ 170,6 (4)	1110,0 (6)	10 (5)		
	3162,6 (8) $\rightarrow$ 2051, 6 (7)	1110,99 (20)	72 (11)		
$(5) \rightarrow (4)_2$	1842,4 (5) $\rightarrow$ 707,1 (3)	1134,68 (4)	972 (43)	0,54 (8) ^(b)	Dipolar
$(12) \rightarrow (10)$	5622,3 (6) $\rightarrow$ 4470,8 (7)	1155,46 (5)	445 (17)	1,12 (17) ^(f)	Quadrupolar
$\rightarrow (3^+)$ ^(a)	1356,3 (6) $\rightarrow$ 170,6 (4)	1185,6 (4)	21 (5)		
$(6)_1 \rightarrow (4)_1$	1798,0 (4) $\rightarrow$ 537,5 (3)	1260,04 (5)	473 (21)	1,06 (24) ^(f)	Quadrupolar
$\rightarrow (3^+)$ ^(a)	1684,7 (8) $\rightarrow$ 170,6 (4)	1513,65 (12)	64 (7)		

(a) Singh (2007).

(b) Em relação à transição 663,90 (4) keV.

(c) Em relação à transição 127,25 (3) keV.

(d) Em relação à transição 494,38 (4) keV.

(e) Em relação à transição 233,89 (3) keV.

(f) Em relação à transição 898,46 (4) keV.

(g) Em relação à transição 189,56 (4) keV.

3.4 – Resultados experimentais para o núcleo ^{66}Ga

A figura 3.12 mostra o esquema de níveis obtidos neste trabalho para o núcleo ^{66}Ga , considerando-se as experiências realizadas na Universidade de São Paulo e na Universidade Estadual da Flórida. Os espectros em coincidência com a transição de 252,37 (4) keV ($4^+ \rightarrow 3^+$) para as experiências $^{58}\text{Ni}(^{11}\text{B}, 2\text{pn})^{66}\text{Ga}$ e podem observados na figura 3.13. As transições previamente identificadas por Morand *et al.* (1978) foram confirmadas.

Figura 3.12: Esquema de níveis do núcleo ^{66}Ga . As energias dos estados e dos raios gama são dadas em keV e as larguras das setas indicam as intensidades dos raios γ .

Figura 3.13: Espectro de raios γ em coincidência com a transição de 252,37 (4) keV proveniente das reações (a) $^{58}\text{Ni}(^{11}\text{B}, 2\text{pn})^{66}\text{Ga}$ e (b) $^{55}\text{Mn}(^{18}\text{O}, \alpha 3\text{n})^{66}\text{Ga}$. As transições cujas energias (em keV) estão identificadas pertencem ao núcleo ^{66}Ga .

A estimativa das multipolaridades das transições pertencentes ao núcleo ^{66}Ga foi feita utilizando a razão DCO, como pode ser visto na tabela 3.3. As multipolaridades identificadas neste trabalho são compatíveis com os resultados conhecidos, obtidos através de medidas de distribuição angular (BROWNE; TULI, 2010).

Tabela 3.3: Propriedades dos raios gama pertencentes ao núcleo ^{66}Ga , observados nas experiências $^{55}\text{Mn}(^{18}\text{O},\alpha n)$ e $^{58}\text{Ni}(^{11}\text{B}, 2p n)$. As intensidades relativas (I_γ) foram normalizadas a partir da intensidade da transição de energia igual a 95,62 (4) ((3)⁺ → (2)⁺). As razões DCO apresentadas na tabela foram consideradas a partir da experiência $^{58}\text{Ni}(^{11}\text{B}, 2p n)^{66}\text{Ga}$. Os erros são dados entre parênteses.

$I_i \rightarrow I_f$	$E_i \rightarrow E_f$ (keV)	E_γ (keV)	I_γ	RDCO	Multipolaridade
(3) ⁺ (g) → (2) ⁺ (a)	161,78 (14) → 66,139 (19) ^(a)	95,62 (4)	1000 (1000)	0,56 (13) ^(b)	Dipolar
(7) ^(g) → (5) ^(g)	1462,41 (19) → 1349,24 (18)	113,10 (6)	141 (7)		E2 ^(a)
→ (5) ^(g)	1511,6 (3) → 1349,24 (18)	162,5 (3)	16 (3)		
(5) ^(g) →	1349,24 (18) → 1140,8 (4)	209,7 (13)	3,0 (8)		
(4) ⁺ (1) ^(g) → (3) ⁺ (g)	414,14 (16) → 161,78 (14)	252,37 (4)	782 (61)		M1 ^(a)
	1772,8 (3) → 1511,6 (3)	261,18 (10)	60 (6)		
(5) ⁺ (g) → (4) ⁺ (2) ^(g)	862,09 (18) → 515,17 (18)	348,0 (3)	26 (4)		
(4) ⁺ (2) ^(g) → (3) ⁺ (g)	515,17 (18) → 161,78 (14)	353,32 (7)	194 (41)	1,10 (15) ^(d)	Dipolar
	1140,8 (4) → 783,3 (5)	357,88 (24)	30 (13)		
	1511,6 (3) → 1140,8 (4)	370,91 (21)	30 (5)		
→ (9) ₍₂₎	4417,9 (7) → 3041,86 (15)	376,1 (3)	42 (11)		
(9) ₍₂₎ → (9) ₍₁₎	3041,86 (15) → 2651,99 (14)	389,88 (6)	430 (28)		M1+E2, $\delta = +0,9$ (1) ^(a)
(5) ⁺ (g) → (4) ⁺ (1) ^(g)	862,09 → 414,14 (16)	447,89 (4)	548 (24)	0,69 (15) ^(c)	Dipolar
(4) ⁺ (2) ^(g) → (2) ⁺ (a)	515,17 (18) → 66,139 (19) ^(a)	449,4 (5)	18 (7)		
(5) ^(g) → (5) ⁺ (g)	1349,24 (18) → 862,09	486,51 (14)	66 (7)		
(9) ₍₂₎ →	3041,86 (15) → 2511,34 (19)	530,53 (10)	189 (17)		
(7) ^(g) → (5) ⁺ (g)	1462,41 (19) → 862,09	600,39 (5)	355 (17)	2,7 (4) ^(e)	Quadrupolar
→ (5) ⁺ (g)	1511,6 (3) → 862,09	649,31 (13)	79 (8)	2,4 (4) ^(e)	Quadrupolar
(5) ⁺ (g) → (3) ⁺ (g)	862,09 → 161,78 (14)	701,7 (7)	24 (9)		
→ (3) ⁺ (g)	783,3 (5) → 161,78 (14)	717,51 (27)	30 (13)		
(5) ^(g) → (4) ⁺ (2) ^(g)	1349,24 (18) → 515,17 (18)	833,95 (7)	500 (29)	1,22 (17) ^(d)	Dipolar
(5) ^(g) → (4) ⁺ (1) ^(g)	1349,24 (18) → 414,14 (16)	935,20 (5)	939 (40)	0,82 (18) ^(c)	Dipolar
(13) → (11)	5107,4 (3) → 4160,5 (2)	946,91 (8)	357 (25)	1,8 (3) ^(c)	Quadrupolar
→ (7) ^(g)	2511,34 (19) → 1462,41 (19)	1048,36 (12)	189 (17)		
(11) → (9) ₍₂₎	4160,5 (2) → 3041,86 (15)	1118,61 (8)	606 (44)	1,20 (24) ^(f)	Quadrupolar
(9) ₍₁₎ → (7) ^(g)	2651,99 (14) → 1462,41 (19)	1188,99 (7)	501 (38)	0,93 (14) ^(f)	Quadrupolar
(9) ₍₂₎ →	3041,86 (15) → 1772,8 (3)	1269,0 (3)	59 (7)		
→ (9) ₍₁₎	4193,5 (8) → 2651,99 (14)	1541,5 (6)	70 (26)		
(9) ₍₂₎ → (7) ^(g)	3041,86 (15) → 1462,41 (19)	1579,36 (19)	282 (45)		

(a) Browne; Tuli (2010).

(b) Em relação à transição 113,10 (6) keV.

(c) Em relação à transição 252,37 (4) keV.

(d) Em relação à transição 95,62 (4) keV.

(e) Em relação à transição 447,89 (4) keV.

(f) Em relação à transição 946,91 (8) keV.

(g) Paridade conhecida (BROWNE; TULI, 2010).

3.5 – Resultados experimentais para o núcleo ^{70}Ga

A figura 3.14 mostra o esquema de níveis obtidos nesta experiência para o núcleo ^{70}Ga . As transições previamente identificadas por Morand *et al.* (1977) como pertencentes ao núcleo ^{70}Ga foram confirmadas e uma nova transição, com energia de 915 keV, é proposta como pertencente ao núcleo ^{70}Ga . Esta transição depopula um novo estado excitado, de energia igual a 3514 keV.

Figura 3.14: Esquema de níveis do núcleo ^{70}Ga obtido com a experiência $^{55}\text{Mn}(^{18}\text{O}, 2\text{pn})$. As energias são dadas em keV e as larguras das setas indicam as intensidades dos raios γ . A transição em vermelho e marcada com * representa uma nova transição proposta como pertencente a este núcleo.

As figuras 3.15 e 3.16 mostram os espectros de energia das transições 154,49 (4), 690,69 (4), 915,31 (12) e 1229,93 (7) keV, identificadas como pertencente ao núcleo ^{70}Ga . Todas as transições identificadas como pertencentes ao núcleo ^{70}Ga possuem contaminação de outros núcleos populados mais intensamente nesta reação, que possuem transições de mesma energia, como pode ser visto na tabela 3.4.

Figura 3.15: Espectro de raios γ em coincidência com as transições (a) 154,49 (4) e (b) 690,69 (4) keV, pertencentes ao núcleo ^{70}Ga . As transições, cujas energias (em keV) estão identificadas, pertencem ao núcleo ^{70}Ga enquanto que as transições mais intensas pertencentes a outros núcleos também são identificadas.

Figura 3.16: Espectro de raios γ em coincidência com as transições (a) 915,31 (12) e (b) 1229,93 (7) keV, pertencentes ao núcleo ^{70}Ga . As transições, cujas energias (em keV) estão identificadas, pertencem ao núcleo ^{70}Ga enquanto que as transições mais intensas pertencentes a outros núcleos também são identificadas.

Tabela 3.4: Lista de transições pertencentes ao núcleo ^{70}Ga e suas respectivas contaminações, sendo E_γ (^{70}Ga) a energia dos raios gamas pertencentes ao núcleo ^{70}Ga , contaminantes são os núcleos que possuem transições com energia similar a das transições do núcleo ^{70}Ga .

E_γ (^{70}Ga) (keV)	Contaminantes
136,49 (4)	^{70}As
154,49 (4)	^{70}As e ^{70}Ge
187,28 (3)	^{70}As e ^{67}Ga
199,35 (7)	^{64}Cu , ^{68}Ga
284,10 (8)	^{70}As e ^{70}Ge
336,7 (4)	^{70}Ge
690,69 (4)	^{70}As
915,31 (12)	$^{67,69}\text{Ga}$ e ^{70}Ge
1229,93 (7)	^{67}Ga
1280,62(15)	^{70}Ge

A estimativa dos spins dos estados excitados para o núcleo ^{70}Ga , utilizando a razão DCO não é simples de ser feita. A única transição quadrupolar conhecida, de energia igual a 187,28 (3) keV, identificada nesta experiência com contagens suficientes para estimar a razão DCO, é proveniente de um estado isomérico de energia 878,0 (5) keV e meia vida igual a $T_{1/2}=22,7$ (5) ns (TULI, 2004). Apesar de ser possível medir coincidências com a transição proveniente deste estado isomérico, devido ao fato da janela de tempo de coincidência ser cerca de 40 ns, o fato do estado ser isomérico é suficiente para que se perca as correlações angulares de radiação γ . A alternativa para estimar a razão DCO seria utilizar uma outra transição, cuja multipolaridade seja bem conhecida experimentalmente, proveniente de um estado excitado acima do isomérico, o que não ocorre segundo os dados compilados por Tuli (2004). A transição de energia 154,49 (4) keV é estimada como sendo uma transição (M1+(E2)) (TULI, 2004). Assim, supondo que a transição 154,49 (4) keV é uma transição dipolar e utilizando os valores da razão DCO teórica para o arranjo experimental “*FSU Clover Array*”, visto na figura 2.14, obteve-se os resultados para as multipolaridades das transições pertencentes ao núcleo ^{70}Ga , como podem ser vistos na tabela 3.5. As multipolaridades das transições estimadas neste trabalho estão de acordo com as conhecidas (TULI, 2004).

Tabela 3.5: Propriedades dos raios gama pertencentes ao núcleo ^{70}Ga , observados na experiência $^{55}\text{Mn}(^{18}\text{O}, 2\text{pn})$. As intensidades relativas (I_γ) foram normalizadas a partir da intensidade da transição 690,69 (4) keV ($2^- \rightarrow 1^+$). As razões DCO, em relação a transição 154,49 (4) keV também são apresentadas. Os erros são dados entre parênteses.

$I_i \rightarrow I_f$	$E_i \rightarrow E_f$ (keV)	E_γ (keV)	I_γ	DCO	Multipolaridade*
$(6) \rightarrow (5)_{(2)}$	1368,3 (4) $\rightarrow$ 1231,8 (3)	136,49 (4)	51,8 (21)	1,21 (17) ^(b)	Suposta Dipolar, $\Delta I=1$
$(5)_{(1)} \rightarrow 4^{-(a)}$	1032,5 (3) $\rightarrow$ 877,97 (22)	154,49 (4)	138 (4)		Dipolar, $\Delta I=1$
$4^{-(a)} \rightarrow 2^{-(a)}$	877,97 (22) $\rightarrow$ 690,69 (16)	187,28 (3)	309 (12)		$E2^{(a)}$
$(5)_{(2)} \rightarrow (5)_{(1)}$	1231,8 (3) $\rightarrow$ 1032,5 (3)	199,35 (7)	117 (4)	0,57 (7) ^(b)	Dipolar
$(9)_{(1)} \rightarrow (8)_{(1)}$	2882,4 (6) $\rightarrow$ 2598,3 (4)	284,10 (8)	17,3 (14)	0,44 (15) ^(b)	Dipolar
$(6) \rightarrow (5)_{(1)}$	1368,3 (4) $\rightarrow$ 1032,5 (3)	336,7 (4)	6,2 (14)		
$2^{-(a)} \rightarrow 1^{+(1)}$	690,69 (16) $\rightarrow$ 0,0	690,69 (4)	1000 (1000)		$E1^{(a)}$
$(9)_{(2)} \rightarrow (8)_{(1)}$	3513,6 (7) $\rightarrow$ 2598,3 (4)	915,31 (12)	26,3 (21)	0,64 (15) ^(b)	Dipolar
$(8)_{(1)} \rightarrow (7)$	2598,3 (4) $\rightarrow$ 1368,3 (4)	1229,93 (7)	68 (4)	0,24 (5) ^(b)	Dipolar
$(8)_{(2)} \rightarrow (7)$	2649,0 (7) $\rightarrow$ 1368,3 (4)	1280,62(15)	24,2 (21)	0,28 (13) ^(b)	Dipolar

* Supondo a transição 154,49 (3) keV dipolar, com $\Delta I=1$.

(a) Tuli (2004).

(b) Em relação a transição 154,49 (3) keV.

3.6 – Resultados da medida de Vida Média dos Estados Isoméricos dos núcleos ^{68}As , ^{66}Ga e ^{67}Ge .

A determinação da meia vida dos estados isoméricos pertencentes aos núcleos ^{68}As , ^{66}Ga e ^{67}Ge foram realizadas conforme o método descrito na seção 2.5.3 e os resultados dos ajustes realizados para estes núcleos podem ser vistos nas figuras 3.17 à 3.19, respectivamente. Os espectros de tempo dos núcleos ^{68}As e ^{66}Ga foram obtidos ao se realizar a soma das contagens de todas as transições provenientes do estado isomérico e de decaimentos posteriores, uma vez que a meia vida destes estados (da ordem de ps) é muito inferior ao tempo da meia vida do estado isomérico (dezenas de ns).

Figura 3.17: (a) Esquema de níveis parcial (a partir do decaimento do estado isomérico, em vermelho) do núcleo ^{68}As (MCCUTCHAN, 2012) e (b) ajuste do decaimento considerando-se a resolução do espectro de tempo para o estado isomérico de energia igual a 2157,8 (2) keV pertencente ao núcleo ^{68}As . O espectro de tempo foi obtido através da soma das contagens obtidas através de gates nas transições 158, 338, 343 e 854 keV.

Figura 3.18: (a) Esquema de níveis parcial (a partir do decaimento do estado isomérico, em vermelho) do núcleo ^{66}Ga e (b) ajuste do decaimento considerando-se a resolução do espectro de tempo para o estado isomérico de energia igual a 1464,33 (15) keV pertencente ao núcleo ^{66}Ga . O espectro de tempo foi obtido através da soma das contagens obtidas através de gates nas transições 96, 113, 252, 448, 487, 600, 834 e 935 keV.

Figura 3.19: (a) Esquema de níveis parcial (a partir do decaimento do estado isomérico, em vermelho) do núcleo ^{67}Ge e (b) ajuste do decaimento considerando-se a resolução do espectro de tempo para o estado isomérico de energia igual a 751,70 (6) keV pertencente ao núcleo ^{67}Ge . O espectro de tempo foi obtido através da soma das contagens obtidas através de gate na transição 734 keV.

O valor obtido para a meia vida do estado isomérico de energia igual a 2157,8 (2) keV do núcleo ^{68}As foi de $T_{1/2} = 43 (5) \text{ ns}$, compatível com o valor conhecido de 36 (2) ns (MCCUTCHAN, 2012). Este resultado mostrou que a técnica utilizada para determinação da meia vida neste trabalho pode ser utilizada para a determinação da meia vida dos estados isoméricos dos núcleos ^{66}Ga e ^{67}Ge .

Já para o núcleo ^{66}Ga , o valor obtido para o estado de energia igual a 1464,33 (15) keV foi de $T_{1/2} = 58,1 (12) \text{ ns}$, confirmando o valor $T_{1/2} = 57,3 (14) \text{ ns}$, obtido por Filievich *et al.* (1978) ao invés de $T_{1/2} = 39 (2) \text{ ns}$, valor obtido por Kouda *et al.* (1997).

O resultado para a meia vida do estado isomérico de energia igual a 751,70 (6) keV do núcleo ^{67}Ge foi de $T_{1/2} = 107,2 (23) \text{ ns}$, compatível com os valores conhecidos $T_{1/2} = 110,9 (14) \text{ ns}$ (AL-NASER, 1979) e $T_{1/2} = 102 (10) \text{ ns}$ (NAKAYAMA, 1978), porém não é compatível com o valor adotado para este estado no Nuclear Data Sheets: $T_{1/2} = 146 (4) \text{ ns}$ (JUNDE, 2005).

4 – MODELO DE CAMADAS EM LARGA ESCALA

4.1 – O Modelo de Camadas em Larga Escala

O ano de 1949 marcou o início do Modelo de Camadas de forma funcional, com os trabalhos independentes de Mayer (1949) e Haxel, Jensen e Suess (1949) para explicar evidências experimentais descobertas na época, tais como a abundância de elementos químicos na natureza, que ocorre com mais frequência para determinados valores de Z e N (MAYER, 1948) e que a energia de ligação é maior para estes mesmos valores de Z ou N (GUGGENHEIMER, 1934a e 1934b). Estes valores de Z ou N, iguais a 2, 8, 20, 28, 50, 82 e 126, ficaram conhecidos como números mágicos e evidenciaram a possibilidade de descrever o núcleo de modo similar ao modelo atômico, em que prótons e nêutrons estão distribuídos em orbitais (camadas), formadas a partir de um potencial médio.

Em ambos os trabalhos de 1949, foi desenvolvido um Modelo de Camadas nuclear considerando um potencial médio $U(r)$, no qual os núcleons podem se mover independentemente, isto é, a Hamiltoniana do sistema de partículas independentes é dada por (HEYDE, 1994, p. 63):

$$H_0 = \sum_{i=1}^A (T_i + U(\mathbf{r}_i)) = \sum_{i=1}^A h_0(i) \quad (\text{Equação 4.1})$$

Onde

T_i é a energia cinética de cada um dos núcleons,

$U(\mathbf{r}_i)$ é o potencial médio sentido por cada um dos núcleons,

$\mathbf{r}_i$ é a notação de todas as coordenadas $\mathbf{r} \equiv r, \sigma, \dots$ do núcleon.

h_0 é a Hamiltoniana de uma única partícula independente.

As funções de onda que são soluções da equação de Schrödinger para H_0 são dadas por:

$$\Psi_{a_1, a_2, \dots, a_A}(\mathbf{r}_1, \mathbf{r}_2, \dots, \mathbf{r}_A) = \prod_{i=1}^A \phi_{a_i}(\mathbf{r}_i) \quad (\text{Equação 4.2})$$

Onde:

$\Psi_{a_1, a_2, \dots, a_A}$ é a função de onda do sistema de partículas independentes,

$\phi_a(\mathbf{r})$, com $a = n_a, l_a, j_a, m_a, \dots$, são soluções da equação de Schödinger para uma partícula independente

Com os correspondentes autovalores de energia:

$$\mathbf{E}_0 = \sum_{i=1}^A \epsilon_{a_i} \quad (\text{Equação 4.3})$$

Onde:

E_0 é a energia do sistema de partículas independentes,

ϵ_a a energia de partícula única que satisfaz equação de Schödinger para uma partícula independente.

O potencial médio descrito por Mayer e Haxel foi o do oscilador harmônico esférico, mas levando em consideração uma forte interação spin-órbita, como pode ser visto na equação 4.4 (POVES; NOWACKI, 2001). A inclusão da interação spin-órbita quebra as degenerescências em energia do potencial do oscilador harmônico esférico (figura 4.1), sendo possível reproduzir os números mágicos e explicar a necessidade de maior energia para excitar núcleos com Z e/ou N mágicos, uma vez que neste modelo os números mágicos indicam que prótons e nêutrons ocupam camadas fechadas.

$$U_i\left(\vec{r}\right) = \frac{1}{2} m \omega^2 r^2 + D(r) \vec{l}^2 - C(r) \vec{l} \cdot \vec{s} \quad (\text{Equação 4.4})$$

Figura 4.1: (a) Esquema 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 degenerescência em momento angular e (c) incluindo-se a interação spin-órbita, que reproduz os números mágicos (CASTEN, 2005, p. 52).

O Modelo de Camadas desenvolvido por Mayer e Haxel, que considera apenas partículas independentes, consegue descrever muito bem a evidência experimental dos primeiros estados excitados em núcleos que possuem apenas uma partícula fora de camada duplamente fechada. Para os demais núcleos é necessário considerar a interação residual existente entre os núcleons (TALMI; UNNA, 1960).

Se considerarmos a interação residual entre os núcleons do tipo de interação de dois corpos, temos a seguinte Hamiltoniana (HEYDE, 1994, p. 64):

$$H = \sum_{i=1}^A T_i + \frac{1}{2} \sum_{i,j=1}^A V_{i,j} \quad (\text{Equação 4.5})$$

Para um núcleo com muitos núcleons, é necessário fazer uma aproximação para a solução da equação 4.5. Para estes núcleos, considera-se que somente os núcleons de valência (n_v), fora de camada fechada, podem ser excitados e contribuem para as propriedades nucleares. Os demais núcleons contribuem apenas na formação do potencial médio nuclear $U(\mathbf{r}_i)$ e são conhecidos como caroço inerte. Explicitando o potencial médio $U(\mathbf{r}_i)$ na equação 4.5, temos:

$$\begin{aligned} H &= \sum_{i=1}^A [T_i + U(\mathbf{r}_i)] + \left(\frac{1}{2} \sum_{i,j=1}^A V_{i,j} - \sum_{i=1}^A U(\mathbf{r}_i) \right) \\ &= \sum_{i=1}^A h_0(i) + H_{\text{res}} \end{aligned} \quad (\text{Equação 4.6})$$

A determinação da interação residual dada por H_{res} é geralmente feita através de ajustes a dados experimentais (CAURIER, 2005). Utilizando-se o potencial do oscilador harmônico esférico modificado (equação 4.4) como potencial médio $U(\mathbf{r}_i)$ de todos os núcleons, pode-se determinar as energias dos estados excitados de um núcleo diagonalizando-se H numa base de estados de partículas independentes $|\phi_k^{(0)}\rangle$ (HEYDE, 1994, p. 108-109), soluções da Hamiltoniana h_0 . Considerando-se apenas os núcleos de valência (n_v), tem-se:

$$\begin{aligned} H|\Psi\rangle &= E|\Psi\rangle \\ \left(\sum_{i=1}^{n_v} h_0(i) + H_{\text{res}} \right) \sum_{k=1}^{n_v} a_k |\phi_k^{(0)}\rangle &= E \sum_{k=1}^{n_v} a_k |\phi_k^{(0)}\rangle \\ \sum_{k=1}^{n_v} \langle \phi_l^{(0)} | \left(\sum_{i=1}^{n_v} h_0(i) + H_{\text{res}} \right) | \phi_k^{(0)} \rangle a_k &= E a_l \end{aligned} \quad (\text{Equação 4.7})$$

Como a base escolhida $|\phi_k^{(0)}\rangle$ são autofunções de h_0 com autovalores de energia $E_k^{(0)}$, pode-se reescrever a equação 4.7 como:

$$\sum_{k=1}^{n_v} \left(E_k^{(0)} \delta_{lk} + \langle \phi_l^{(0)} | H_{\text{res}} | \phi_k^{(0)} \rangle \right) a_k = E a_l \quad (\text{Equação 4.8})$$

Que pode ser reescrita em forma de matriz $[H][A] = [E][A]$, cuja solução para os autovalores de energia é dada pela sua diagonalização, que forma um conjunto de equações lineares que pode ser resolvida para os coeficientes a_k .

Para um grande número de núcleons de valência, é necessário utilizar um algoritmo específico para a diagonalização desta matriz. Por causa disto, o Modelo de Camadas passa a ser denominado de Modelo de Camadas em Larga Escala.

4.2 – Cálculos com o Modelo de Camadas em Larga Escala

Segundo Caurier (2007), para desenvolver um estudo computacional utilizando o Modelo de Camadas em Larga Escala é preciso:

1. Definir o Espaço de Valência, ou seja, definir o caroço inerte e as órbitas ativas,
2. Derivar uma interação efetiva,
3. Construir e diagonalizar a matriz da Hamiltoniana.

A definição do espaço de valência é fortemente condicionada ao problema específico que se quer solucionar, uma vez que existe o problema de diagonalização das matrizes de energia. Este problema está relacionado com a dimensão das matrizes, que cresce exponencialmente com o número de estados de partícula-única no espaço de valência e com o número de partículas (buracos) nestes estados. A escolha do espaço de configurações pode influenciar diretamente na descrição das propriedades nucleares como, por exemplo, momento de quadrupolo (Q), energias dos estados excitados (E), as probabilidades de transmissão reduzida de quadrupolo elétrico (B(E2)) e dipolo magnético (B(M1)) e probabilidade de transição tipo Gamow-Teller.(B(GT)).

No caso deste trabalho, cujo objetivo é estudar sistematicamente os isótopos duplamente ímpares de Ga, pode-se considerar dois espaços de configurações possíveis:

- f_5pg_9 ($f_5p = 2p_{3/2}, 1f_{5/2}, 2p_{1/2}$ e $g_9 = 1g_{9/2}$ para prótons e nêutrons)
- $fpgd$ ($fp = 1f_{7/2}, 2p_{3/2}, 1f_{5/2}, 2p_{1/2}$ para prótons e $f_5pg_9d_5$, com $d_5 = 2d_{5/2}$, para nêutrons).

As interações efetivas são desenvolvidas especificamente para cada espaço de configuração, levando em conta a interação entre os núcleons de valência dos orbitais selecionados. Neste trabalho foram utilizadas cinco interações residuais: JUN45 (HONMA, 2009), FPG (SORLIN, 2002), FPG (Neutron rich) (SIEJA; NOWACKI, 2010), JJ4b-SDI (SAHIN, 2012) e LNPS (LENZI, 2010).

A interação JUN45 leva em consideração o espaço f_5pg_9 , e foi criada para explicar núcleos mais ricos em nêutrons na região de massa $A=70$, como $^{70-76}\text{Ge}$ (ROBINSON, 2011) e ^{82}Ge e ^{84}Se (GADE, 2010). Estes resultados experimentais compreendem coexistência de formas, estados anômalos com spin 0^+ com baixa energia, a existência de diversos tipos de estados isoméricos e o duplo decaimento beta. Considerando o espaço de valência f_5pg_9 , que não possui contribuições espúrias devido ao movimento do centro de massa¹⁵, esta interação foi primeiramente desenvolvida a partir da matriz de reação (também conhecida como Matriz G) considerando como potencial de interação núcleon-núcleon o potencial Bonn-C com correções devido à polarização do caroço de ^{56}Ni . Ao todo foram obtidos 4 valores de energia de partícula única para os orbitais do espaço f_5pg_9 e 133 elementos de matrizes considerando apenas a interação entre 2 corpos. Os valores de energia de partícula única e os elementos de matrizes foram modificados empiricamente através de um ajuste aos dados experimentais, considerando 400 energias de estados excitados provenientes de 69 núcleos com massa entre $63 \leq A \leq 69$. A interação JUN45 foi testada através do estudo sistemático dos isótopos de Ge ricos em nêutrons, núcleos com $N=Z$ com massa entre $64 \leq A \leq 70$ e observação do papel do orbital $1g_{9/2}$ na estrutura de núcleos ímpar-ímpar com $N=49$ (HONMA, 2009). Em todos os casos, a interação conseguiu reproduzir e explicar os dados experimentais, mostrando que a interação serve não apenas para obter a energia dos estados excitados, mas também informações sobre as energias de ligação dos núcleos e sobre os momentos e transições eletromagnéticas, permitindo assim um estudo sistemático.

¹⁵ Devido a aproximação de potencial médio e de interação entre dois núcleons, fixa-se o centro de massa em relação ao espaço, quebrando-se a simetria de translação. Para maiores detalhes, vide Lawson (1980), p. 223.

A interação FPG foi criada para atuar no espaço de configuração fpg_9 , isto é, para atuar no espaço de configuração f_5pg_9 mais o orbital $1f_{7/2}$. Esta interação foi desenvolvida a partir da mistura de duas outras interações, desenvolvidas por Poves *et al.* (2001), para o espaço de valência fp e Nowacki (1996), para o espaço orbital f_5pg_9 . Como a interação desenvolvida por Nowacki foi definida para o caroço de ^{56}Ni , os elementos de matriz devido à interação de 2 corpos foram corrigidos por um fator $A^{-1/3}$, para levar em conta a mudança de raio existente entre os caroços de ^{56}Ni e ^{40}Ca . A energia de partícula única do orbital $1g_{9/2}$ foi fixada em 9 MeV e o elemento de matriz que leva em conta a interação entre os orbitais $1f_{7/2}$ e $1g_{9/2}$ foi retirada da interação desenvolvida por Kahana, Lee e Scott (1969). Com isso, foi possível desenvolver uma interação que compreendesse todo o espaço fp mais o orbital $1g_{9/2}$. Esta interação também corrige empiricamente o termo de monopolo para ajustar um grande número de dados experimentais. Entretanto, não se pode usar todo o espaço de configuração fpg_9 por causa do aparecimento de contribuições espúrias devido ao movimento do centro de massa, resultantes do acoplamento do orbital $1f_{7/2}$ com o orbital $1g_{9/2}$. Esta interação foi utilizada com grande sucesso na descrição de diversos núcleos, inclusive de forma sistemática, como foi feito por Lunardi *et al.* (2007) para os isótopos $^{61-66}\text{Fe}$.

A interação chamada neste trabalho de FPG (Neutron Rich) é uma modificação da interação FPG para descrição de núcleos mais ricos em nêutrons, em que a camada pf de nêutrons está praticamente toda ocupada. Nesta interação foram feitas correções empíricas no termo de monopolo, necessária para descrever a mudança da diferença de energia (“*gap*”) dos orbitais da camada pf e do orbital $1g_{9/2}$, observada quando se aumenta o número de nêutrons ocupando este espaço de configurações. Além disto, um novo ajuste em relação aos dados experimentais foi realizado considerando também núcleos com $N=42-50$. Esta interação permitiu descrever sistematicamente os isótopos de Cu ricos em nêutrons (SIEJA; NOWACKI, 2010).

A interação chamada neste trabalho de JJ4b-SDI, foi desenvolvida a partir de duas outras interações: JJ4b (LISETSKIY, 2004), desenvolvida para atuar no espaço de configurações f_5pg_9 e Surface Delta Interaction (SDI) (BRUSSARD; GLAUDEMANS, 1977, p. 106), com parâmetro de “*strength*” (A) igual a 0,2 MeV. As energias de partícula única utilizadas foram: $E(2p_{3/2}) = -9,6566$ MeV; $E(1f_{5/2}) = -9,2859$ MeV; $E(2p_{1/2}) = -8,2695$ MeV e $E(1g_{9/2}) = -5,8944$ MeV. A interação JJ4b-SDI foi utilizada na descrição dos núcleos ricos em nêutrons ^{81}Ga , ^{82}Ge e ^{83}As (SAHIN, 2012).

A interação LNPS foi desenvolvida para atuar no espaço de configuração fpgd e foi criada para estudar núcleos ricos em nêutrons com $N=40$ (LENZI, 2010). A interação LNPS é uma interação híbrida, baseada em diversos conjuntos realísticos de elementos de matrizes para interação entre dois corpos, como: a interação KB3gr para a camada pf ; a matriz G renormalizada, desenvolvida por Hjorth-Jensen *et al.* (1995), com correções de monopolo desenvolvidas por Nowacki (1996) para os elementos de matrizes envolvendo os orbitais $2p_{3/2}$, $2p_{1/2}$, $1f_{5/2}$, e $1g_{9/2}$ do espaço de configuração de nêutrons e a matriz G desenvolvida baseada no potencial Kahana-Lee-Scott (KAHANA; LEE; SCOTT, 1969) para os elementos de matriz envolvendo o orbital $2d_{5/2}$. Além disto, uma série de considerações experimentais foram tomadas para o ajuste final da Hamiltoniana de monopolo, baseadas nas observações experimentais dos núcleos ^{80}Zn , ^{82}Ge e os isótopos de Zr. Esta interação permitiu descrever a evolução da forma nuclear na região de massa com $Z=20-28$ e $N=36-40$.

Para construir e diagonalizar as matrizes da Hamiltoniana, foi utilizado o código Antoine (CAURIER; NOWACKI 1999), que utiliza o esquema-m (CASTEN, 2005, p. 109) para definir a base e o método de Lanczos para diagonalização desta base (BRUSSAARD; GLAUDEMANS, 1977, p. 371).

5 – RESULTADOS TEÓRICOS

Os cálculos realizados neste trabalho utilizaram dois espaços de configurações distintos: f_5pg_9 , composto pelos orbitais $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$, $2p_{1/2}$ e $1g_{9/2}$ para prótons e nêutrons e $fpgd$, composto pelos orbitais $1f_{7/2}$, $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$ e $2p_{1/2}$ para prótons e o espaço f_5pg_9 mais o orbital $2d_{5/2}$ para nêutrons. Os resultados obtidos em cada espaço de valência serão discutidos separadamente nas seções 5.1 (f_5pg_9) e 5.2 ($fpgd$).

5.1 – Espaço de configurações f_5pg_9

Para o espaço de configuração f_5pg_9 , foram consideradas quatro interações efetivas: JUN45, FPG, FPG (Neutron Rich) e JJ4b-SDI. Todas essas interações, descritas na seção 4.2, foram utilizadas com sucesso na descrição de diversos núcleos na região de massa $A=50-80$, especialmente para núcleos ricos em nêutrons. Até o presente trabalho, entretanto, não foram realizados estudos em que estas interações foram utilizadas para descrever sistematicamente núcleos próximos à linha de estabilidade na região de massa $A=60-70$, em que a camada pf inicia com número de nêutrons próximo ao número de prótons ($A=60$) e vai sendo preenchida quase à sua totalidade por nêutrons ($A=70$). Consequentemente, estudar a região em torno dos núcleos de interesse $^{64,66,68,70}\text{Ga}$, principalmente os isótopos com número de massa $A=\text{ímpar}$ de Zn, Ge e Ga, é importante para entender as limitações de cada interação, além de permitir identificar as contribuições individuais do próton/nêutron desemparelhado na formação dos estados excitados destes isótopos. Ao se conhecer as contribuições individuais do nucleon desemparelhado, pode-se fazer uma estimativa da contribuição da interação próton-nêutron na formação dos estados excitados dos núcleos duplamente ímpares de Ga.

Os resultados obtidos para cada interação para os isótopos de Zn, Ge e Ga com número de massa A ímpar serão discutidos a seguir separadamente.

5.1.1 – Resultados para os isótopos de Zn, Ga e Ge com número de massa (A) ímpar utilizando a interação efetiva JUN45

Nos cálculos envolvendo a interação JUN45 para a descrição dos isótopos com número de massa (A) ímpar de Ga, Ge e Zn, foi considerado todo o espaço $f_5p_{g_9}$, além de serem permitidas excitações de até 9 partículas da camada f_5p para o orbital $1g_{9/2}$. No caso dos núcleos ^{71}Ge e ^{71}Ga , foram consideradas excitações de 11 partículas no espaço de configuração $f_5p_{g_9}$. Este aumento do espaço de configurações faz com que a Hamiltoniana seja diagonalizável.

A figura 5.1 mostra os resultados obtidos utilizando o código Antoine para os isótopos $^{63,65,67,69}\text{Zn}$ em comparação com os estados excitados conhecidos (JUNDE.; DONG; MEIRONG, 2012; BROWNE; TULI, 2010b; JUNDE; XIAOLONG; TULI, 2005; BHAT; TULI, 2000, respectivamente). Os estados de paridade negativa calculados destes isótopos, vistos na figura 5.1a, descrevem bem as energias dos estados experimentais, além de reproduzir os spins dos estados fundamentais, com exceção do estado fundamental do núcleo ^{67}Zn , em que os estados $5/2^-$ e $1/2^-$ estão invertidos e possuem uma diferença relativa em energia de apenas 11 keV. Experimentalmente, estes estados possuem uma diferença relativa em energia de 93 keV, menor do que a precisão dos cálculos utilizando o Modelo de Camadas em Larga Escala, de aproximadamente 100 keV. Os demais estados excitados são bem reproduzidos dentro de 100 keV, a menos do estado $1/2^-$ do núcleo ^{65}Zn , que possui uma diferença em energia de 471 keV em relação ao estado experimental.

Os estados de paridade positiva calculados utilizando a interação efetiva JUN45, vistos na figura 5.1b, também descrevem bem os estados conhecidos experimentalmente, reproduzindo inclusive a ordem dos spins dos estados excitados. As energias calculadas possuem uma diferença em torno de 200 keV em relação aos estados experimentais, com exceção do núcleo ^{63}Zn , em que esta diferença de energia é de aproximadamente 300 keV para a maioria dos estados excitados considerados.

Figura 5.1: Comparação dos estados excitados experimentais (exp) dos isótopos $^{63,65,67,69}\text{Zn}$ (JUNDE.; DONG; MEIRONG, 2012; BROWNE; TULI, 2010b; JUNDE; XIAOLONG; TULI, 2005; BHAT; TULI, 2000, respectivamente) de paridade (a) negativa e (b) positiva com os resultados obtidos através do código Antoine utilizando a interação efetiva JUN45 e o espaço de configuração f_{5p9g} . As energias dos estados são dadas em keV.

Na figura 5.2 podem ser observados os resultados obtidos utilizando o código Antoine para os isótopos $^{63,65,67,69}\text{Ge}$ em comparação com os seus respectivos valores experimentais (BROWNE; TULI, 2010b; JUNDE; XIAOLONG; TULI, 2005; BHAT; TULI, 2000; ABUSALEEM; SINGH, 2011, respectivamente). Para os estados de paridade negativa, vistos na figura 5.2a, os valores calculados reproduzem bem os estados experimentais com uma diferença em energia inferior a 250 keV. Os spins dos estados fundamentais são reproduzidos para os núcleos $^{69,71}\text{Ge}$, enquanto ocorre uma inversão dos primeiros estados excitados para os núcleos $^{65,67}\text{Ge}$.

Já para os estados de paridade positiva (figura 5.2b), o modelo descreve bem os estados excitados conhecidos, sendo a diferença em energia dos estados calculados em relação

aos experimentais de até 200 keV. As exceções são os estados $15/2^+$ e $17/2^+$ do núcleo ^{69}Ge e $15/2^+$ do núcleo ^{71}Ge , em que a diferença em energia é da ordem de 400 keV.

Figura 5.2: Comparação dos estados excitados experimentais (exp) dos isótopos $^{65,67,69,71}\text{Ge}$ (BROWNE; TULI, 2010b; JUNDE; XIAOLONG; TULI, 2005; BHAT; TULI, 2000; ABUSALEEM; SINGH, 2011, respectivamente) de paridade (a) negativa e (b) positiva com os obtidos através do código Antoine utilizando a interação efetiva JUN45 e o espaço de configuração $f_5p g_9$. As energias dos estados são dadas em keV.

A figura 5.3 mostra os resultados obtidos utilizando o código Antoine para os isótopos $^{63,65,67,69,71}\text{Ga}$ em comparação com os seus respectivos valores experimentais (JUNDE.; DONG; MEIRONG, 2012; BROWNE; TULI, 2010b; JUNDE; XIAOLONG; TULI, 2005; BHAT; TULI, 2000; ABUSALEEM; SINGH, 2011, respectivamente). Os estados de paridade negativa, vistos na figura 5.3a, são bem descritos, com uma diferença em energia em relação aos estados experimentais de no máximo 150 keV. A ordem dos spins, incluindo a dos estados fundamentais, é bem reproduzida para estes núcleos, com uma única exceção, em que os resultados calculados para o núcleo ^{63}Ga indicam o spin $1/2^-$ como o pertencente ao estado fundamental. Experimentalmente, o estado com spin $1/2^-$ não é conhecido para este núcleo.

Os estados de paridade positiva, vistos na figura 5.3b, de modo geral, não são bem descritos pelos resultados calculados utilizando o código Antoine e a interação JUN45. A

diferença em energia entre dois estados consecutivos é muito pequena nos resultados calculados e as energias dos estados excitados possuem uma diferença de aproximadamente 530 keV em relação aos estados experimentais. No caso do estado $9/2^+$, esta diferença em energia em relação ao estado experimental é superior a 700 keV. Embora as energias de excitação dos estados excitados de paridade positiva não sejam bem reproduzidas, pode-se observar que a interação JUN45 reproduz bem o momento angular dos primeiros estados excitados assim como a sequência dos estados.

(a)				
$\frac{7/2^-}{9/2^-} \frac{1422}{1153}$	$\frac{9/2^-}{7/2^-} \frac{1422}{1296}$	$\frac{(9/2)^-}{7/2^-} \frac{1287}{1076}$	$\frac{7/2^-}{9/2^-} \frac{1398}{1345}$	$\frac{9/2^-}{7/2^-} \frac{1519}{1202}$
			$\frac{9/2^-}{7/2^-} \frac{1694}{1398}$	$\frac{9/2^-}{7/2^-} \frac{1765}{1337}$
				$\frac{9/2^-}{7/2^-} \frac{1858}{1286}$
				$\frac{9/2^-}{7/2^-} \frac{1672}{1176}$
$\frac{5/2^-}{3/2^-} \frac{75}{0}$	$\frac{5/2^-}{1/2^-} \frac{237}{0}$	$\frac{(1/2)^-}{3/2^-} \frac{191}{62}$	$\frac{5/2^-}{1/2^-} \frac{289}{16}$	$\frac{5/2^-}{1/2^-} \frac{359}{167}$
			$\frac{5/2^-}{3/2^-} \frac{479}{0}$	$\frac{5/2^-}{3/2^-} \frac{574}{0}$
				$\frac{5/2^-}{3/2^-} \frac{574}{0}$
				$\frac{5/2^-}{3/2^-} \frac{487}{0}$
				$\frac{5/2^-}{3/2^-} \frac{498}{0}$
exp	JUN45	exp	JUN45	exp
^{63}Ga		^{65}Ga		^{67}Ga
				^{69}Ga
				^{71}Ga
(b)				
$\frac{17/2^+}{17/2^+} \frac{5027}{4081}$	$\frac{15/2^+}{11/2^+} \frac{4243}{4069}$	$\frac{17/2^+}{(15/2^+)} \frac{4123}{3733}$	$\frac{17/2^+}{15/2^+} \frac{3897}{3656}$	$\frac{17/2^+}{15/2^+} \frac{3856}{3578}$
			$\frac{13/2^+}{11/2^+} \frac{3331}{3262}$	$\frac{13/2^+}{11/2^+} \frac{3032}{2862}$
			$\frac{13/2^+}{9/2^+} \frac{3065}{2814}$	$\frac{13/2^+}{9/2^+} \frac{3032}{2730}$
				$\frac{13/2^+}{9/2^+} \frac{3154}{3133}$
				$\frac{13/2^+}{9/2^+} \frac{3543}{3389}$
				$\frac{13/2^+}{9/2^+} \frac{3634}{3543}$
				$\frac{13/2^+}{9/2^+} \frac{3554}{3294}$
				$\frac{13/2^+}{9/2^+} \frac{3517}{3121}$
				$\frac{13/2^+}{9/2^+} \frac{3121}{2884}$
				$\frac{13/2^+}{9/2^+} \frac{2941}{2781}$
				$\frac{13/2^+}{9/2^+} \frac{2882}{2484}$
				$\frac{13/2^+}{9/2^+} \frac{2082}{1494}$
exp	JUN45	exp	JUN45	exp
^{63}Ga		^{65}Ga		^{67}Ga
				^{69}Ga
				^{71}Ga
JUN45 — f_5pg_9				

Figura 5.3: Comparação dos estados excitados experimentais (exp) dos isótopos $^{63,65,67,69,71}\text{Ga}$ (JUNDE.; DONG; MEIRONG, 2012; BROWNE; TULI, 2010b; JUNDE; XIAOLONG; TULI, 2005; BHAT; TULI, 2000; ABUSALEEM; SINGH, 2011, respectivamente) de paridade (a) negativa e (b) positiva com os obtidos através do código Antoine utilizando a interação efetiva JUN45 e o espaço de configuração f_5pg_9 . As energias dos estados são dadas em keV.

5.1.2 - Resultados para os isótopos de Zn, Ga e Ge com número de massa (A) ímpar utilizando a interação efetiva FPG

A interação FPG foi desenvolvida para atuar em todo o espaço de configuração fpg_9 , que considera também o orbital $1f_{7/2}$ além dos orbitais $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$, $2p_{1/2}$ e $1g_{9/2}$. Entretanto, nos cálculos realizados neste trabalho, foi considerado apenas o espaço de configurações f_5pg_9 , isto é, não foram permitidas excitações provenientes do orbital $1f_{7/2}$. Esta restrição foi motivada por dois fatores: a dimensão das matrizes no espaço de configuração fpg_9 é muito grande ($> 10^{12}$), sendo necessário restringir a quantidade de partículas possíveis de serem excitadas e, principalmente, devido ao fato de que estados espúrios, provenientes devido ao deslocamento do Centro de Massa, aparecem nos resultados por causa do acoplamento do orbital $1f_{7/2}$ com o orbital $1g_{9/2}$. Nos cálculos dos estados excitados dos isótopos com número de massa A ímpar de Ga, Ge e Zn, realizados com a interação FPG no espaço de configuração f_5pg_9 , foram consideradas excitações de até 9 partículas da camada f_5p para o orbital $1g_{9/2}$.

A figura 5.4 mostra os resultados obtidos utilizando-se a interação FPG para os isótopos $^{63,65,67,69}\text{Zn}$ em comparação com seus respectivos valores experimentais. Os estados de paridade negativa calculados utilizando a interação FPG, vistos na figura 5.4a, reproduzem bem a ordem dos spins dos estados excitados do núcleo ^{63}Zn , mas esta interação produz uma inversão na ordem dos 3 primeiros estados excitados, de spins $1/2^-$, $3/2^-$ e $5/2^-$ para os isótopos $^{65,67,69}\text{Zn}$. As energias dos estados excitados do núcleo ^{69}Zn não podem ser descritas pela interação. Os estados de paridade positiva, vistos na figura 5.4b, apresentam um deslocamento de até 1 MeV em relação aos estados $9/2^+$ conhecidos nos núcleos $^{63,65,67}\text{Zn}$, mas a partir desse estado, a ordem dos estados excitados é bem reproduzida. O estado excitado melhor descrito é o $9/2^+$ do núcleo ^{69}Zn , o qual apresenta uma diferença em energia de 350 keV.

Figura 5.4: Comparação dos estados excitados experimentais (exp) dos isótopos $^{63,65,67,69}\text{Zn}$ (JUNDE.; DONG; MEIRONG, 2012; BROWNE; TULI, 2010b; JUNDE; XIAOLONG; TULI, 2005; BHAT; TULI, 2000, respectivamente) de paridade (a) negativa e (b) positiva com os obtidos através do código Antoine utilizando a interação efetiva FPG e o espaço de configuração f_5pg_9 . As energias dos estados são dadas em keV.

Na figura 5.5 podem ser observados os resultados calculados utilizando o código Antoine para os isótopos $^{63,65,67,69}\text{Ge}$ em comparação com os seus respectivos valores experimentais. Os estados de paridade negativa obtidos utilizando a interação FPG, vistos na figura 5.5a, descrevem bem os estados experimentais conhecidos dos núcleos $^{65,71}\text{Ge}$, com exceção do estado $9/2^-$ do núcleo ^{65}Ge , que experimentalmente está abaixo do estado $7/2^-$. Para os estados excitados dos núcleos ^{67}Ge , a interação reproduz bem o estado fundamental e o estado $3/2^-$, mas não consegue descrever o estado $5/2^-$. Já para o núcleo ^{69}Ge , a interação descreve bem os estados excitados $7/2^-$ e $9/2^-$, mas apresenta os estados $1/2^-$, $3/2^-$ e $5/2^-$ praticamente degenerados, bem diferente do que é conhecido experimentalmente.

As energias dos estados de paridade positiva (figura 5.5b) são bem descritas pela interação FPG, com exceção dos estados excitados do núcleo ^{67}Ge , em que todos os estados

excitados apresentam um deslocamento de até 500 keV, e dos estados $13/2^+$ e $17/2^+$, pertencentes ao núcleo ^{71}Ge , que possuem uma diferença em energia de 235 e 329 keV, respectivamente, em relação aos estados experimentais. Os resultados obtidos com a interação FPG invertem os estados $11/2^+$ e $13/2^+$ nos núcleos $^{69,71}\text{Ge}$, não reproduzindo os estados conhecidos experimentalmente.

Figura 5.5: Comparação dos estados excitados experimentais (exp) dos isótopos $^{65,67,69,71}\text{Ge}$ (BROWNE; TULI, 2010b; JUNDE; XIAOLONG; TULI, 2005; BHAT; TULI, 2000; ABUSALEEM; SINGH, 2011, respectivamente) de paridade (a) negativa e (b) positiva com os obtidos através do código Antoine utilizando a interação efetiva FPG e o espaço de configuração f_5pg_9 . As energias dos estados são dadas em keV.

A figura 5.6 mostra os resultados calculados para os isótopos $^{63,65,67,69,71}\text{Ga}$ em comparação com seus respectivos valores experimentais. Em relação aos estados de paridade negativa, vistos na figura 5.6a, os resultados obtidos com a interação FPG não reproduzem os spins dos estados fundamentais dos núcleos $^{63,65}\text{Ga}$, mas a ordem dos spins dos núcleos

$^{67,69,71}\text{Ga}$. Para os isótopos $^{67,69,71}\text{Ga}$, a diferença em energia dos estados excitados em relação aos estados experimentais aumenta com o número de nêutrons, resultando, por exemplo, para o núcleo ^{71}Ga , em que a diferença em energia é da ordem de 700 keV em relação às energias dos estados experimentais.

Os estados de paridade positiva destes isótopos, vistos na figura 5.6b, são muito bem descritos, com exceção do núcleo ^{71}Ga , em que a energia dos estados excitados possuem uma diferença em energia maior do que 400 keV em relação aos estados experimentais, embora a ordem dos estados excitados e a diferença relativa em energia entre os estados excitados seja razoavelmente bem reproduzida.

Figura 5.6: Comparação dos estados excitados experimentais (exp) dos isótopos $^{63,65,67,69,71}\text{Ga}$ (JUNDE.; DONG; MEIRONG, 2012; BROWNE; TULI, 2010b; JUNDE; XIAOLONG; TULI, 2005; BHAT; TULI, 2000; ABUSALEEM; SINGH, 2011, respectivamente) de paridade (a) negativa e (b) positiva com os obtidos através do código Antoine utilizando a interação efetiva FPG e o espaço de configuração $f_{5p}g_9$. As energias dos estados são dadas em keV.

5.1.3 – Resultados para os isótopos de Zn, Ga e Ge com número de massa (A) ímpar utilizando a interação efetiva FPG (Neutron Rich)

Devido ao fato da interação FPG (Neutron Rich) ser uma modificação da interação FPG, esta interação está sujeita às mesmas restrições impostas à interação FPG, discutidas na seção 5.1.2. Por isso foram consideradas excitações de até 9 partículas no espaço de configuração $f_5p_{g_9}$ para os cálculos dos níveis de energia dos isótopos com número de massa A ímpar de Ga, Ge e Zn.

A figura 5.7 mostra os resultados obtidos para os isótopos $^{63,65,67,69}\text{Zn}$ em comparação com seus respectivos valores experimentais. Os estados de paridade negativa calculados utilizando a interação FPG (Neutron Rich), vistos na figura 5.7a, conseguem reproduzir a ordem dos spins dos estados excitados dos núcleos $^{63,69}\text{Zn}$, mas não conseguem descrever os estados fundamentais dos isótopos $^{65,67}\text{Zn}$. A descrição dos estados excitados também não é boa para as energias dos estados excitados com spin $1/2^-$, $3/2^-$ e $5/2^-$ para os isótopos $^{65,67}\text{Zn}$, embora a interação FPG (Neutron Rich) descreva muito bem as energias destes estados para o núcleo ^{69}Zn .

Para os estados de paridade positiva, vistos na figura 5.7b, nota-se que os resultados obtidos com a interação FPG (Neutron Rich) possuem o mesmo problema da interação FPG¹⁶ e não conseguem descrever bem as energias dos estados experimentais. Entretanto, a diferença em energia dos estados calculados em relação aos estados experimentais diminuiu para os núcleos $^{63,65,67}\text{Zn}$, mas os resultados obtidos utilizando a interação FPG (Neutron Rich) não conseguem mais descrever a energia do estado $(9/2^+)$ do ^{69}Zn , que era bem descrito pela interação FPG.

¹⁶Os resultados com a interação FPG para os isótopos $^{63,65,67,69}\text{Zn}$ podem ser vistos na figura 5.4.

Figura 5.7: Comparação dos estados excitados experimentais (exp) dos isótopos $^{63,65,67,69}\text{Zn}$ (JUNDE.; DONG; MEIRONG, 2012; BROWNE; TULI, 2010b; JUNDE; XIAOLONG; TULI, 2005; BHAT; TULI, 2000, respectivamente) de paridade (a) negativa e (b) positiva com os obtidos através do código Antoine utilizando a interação efetiva FPG (Neutron Rich) e o espaço de configuração f₅pg₉. As energias dos estados são dadas em keV.

Na figura 5.8 podem ser observados os resultados calculados utilizando a interação FPG (Neutron Rich) para os isótopos $^{63,65,67,69}\text{Ge}$ em comparação com os seus respectivos valores experimentais. Os resultados obtidos para os estados de paridade negativa, vistos na figura 5.8a, descrevem bem os estados experimentais do núcleo ^{65}Ge , com exceção do estado 9/2⁻. Os estados 1/2⁻, 3/2⁻ e 5/2⁻ são descritos em ordem diferente daquela observada experimentalmente nos núcleos $^{67,69,71}\text{Ge}$. Os estados fundamentais dos núcleos $^{65,71}\text{Ge}$ são reproduzidos pelos cálculos realizados com a interação FPG (Neutron Rich).

Os estados de paridade positiva (figura 5.8b) dos núcleos $^{65,67,69}\text{Ge}$ possuem diferenças em energias em relação aos estados experimentais da ordem de 200 keV. Os spins dos estados excitados são bem descritos, com exceção da inversão dos estados 11/2⁺ e 13/2⁺ nos núcleos $^{67,69,71}\text{Ge}$ em relação aos níveis de energia experimentais.

Figura 5.8: Comparação dos estados excitados experimentais (exp) dos isótopos $^{65,67,69,71}\text{Ge}$ (BROWNE; TULI, 2010b; JUNDE; XIAOLONG; TULI, 2005; BHAT; TULI, 2000; ABUSALEEM; SINGH, 2011, respectivamente) de paridade (a) negativa e (b) positiva com os obtidos através do código Antoine utilizando a interação efetiva FPG (Neutron Rich) e o espaço de configuração f_5pg_9 . As energias dos estados são dadas em keV.

A figura 5.9 mostra os cálculos realizados para os isótopos $^{63,65,67,69,71}\text{Ga}$ em comparação com seus respectivos valores experimentais. Em relação aos estados de paridade negativa, vistos na figura 5.9a, a interação não reproduz o spin dos estados fundamentais dos núcleos $^{63,65,67}\text{Ga}$. Já para o estado $1/2^-$ do núcleo ^{69}Ga , o valor calculado para este estado é praticamente degenerado com o estado fundamental, enquanto que esse estado foi identificado experimentalmente numa energia de 319 keV. No caso do núcleo ^{71}Ga , a diferença relativa de energia entre os estados excitados consecutivos é maior do que a observada experimentalmente. As energias dos estados de paridade positiva (figura 5.9b) não são bem reproduzidas pela interação FPG (Neutron Rich) nos casos dos núcleos $^{65,67,69,71}\text{Ga}$. Há uma diferença em energia em relação aos estados experimentais para estes núcleos, principalmente para o núcleo ^{71}Ga , de até 1 MeV. A ordem dos spins dos estados excitados não é reproduzida

no caso do núcleo ^{65}Ga , enquanto que para o núcleo ^{67}Ga há a inversão entre os estados $11/2^+$ e $13/2^+$, que não é observada experimentalmente.

Figura 5.9: Comparação dos estados excitados experimentais (exp) dos isótopos $^{63,65,67,69,71}\text{Ga}$ (JUNDE.; DONG; MEIRONG, 2012; BROWNE; TULI, 2010b; JUNDE; XIAOLONG; TULI, 2005; BHAT; TULI, 2000; ABUSALEEM; SINGH, 2011, respectivamente) de paridade (a) negativa e (b) positiva com os obtidos através do código Antoine utilizando a interação efetiva FPG (Neutron Rich) e o espaço de configuração $f_{5p}g_9$. As energias dos estados são dadas em keV.

5.1.4 – Resultados para os isótopos de Zn, Ga e Ge com número de massa (A) ímpar utilizando a interação efetiva JJ4b-SDI

Para a descrição dos isótopos com número de massa A ímpar de Ga, Ge e Zn, foi considerado todo o espaço $f_{5p}g_9$ e foram permitidas excitações de até 9 partículas da camada f_{5p} para o orbital $1g_{9/2}$ nos cálculos envolvendo a interação JJ4b-SDI. No caso do núcleo ^{71}Ge ,

foram consideradas excitações de 11 partículas no espaço de configuração f_5pg_9 para que a Hamiltoniana fosse diagonalizável.

A figura 5.10 mostra os resultados obtidos, utilizando-se a interação JJ4b-SDI, para os estados nucleares dos isótopos $^{63,65,67,69}\text{Zn}$ em comparação com seus respectivos valores experimentais. Em relação aos estados de paridade negativa (figura 5.10b), os resultados calculados descrevem razoavelmente as energias dos estados excitados, com exceção do núcleo ^{69}Zn , em que a diferença em energia para os estados experimentais chega a mais de 250 keV e há uma inversão entre os estados $3/2^-$ e $5/2^-$.

Figura 5.10: Comparação dos estados excitados experimentais (exp) dos isótopos $^{63,65,67,69}\text{Zn}$ (JUNDE.; DONG; MEIRONG, 2012; BROWNE; TULI, 2010b; JUNDE; XIAOLONG; TULI, 2005; BHAT; TULI, 2000, respectivamente) de paridade (a) negativa e (b) positiva com os obtidos através do código Antoine utilizando a interação efetiva JJ4b-SDI e o espaço de configuração f_5pg_9 . As energias dos estados são dadas em keV.

Para os estados de paridade positiva, vistos na figura 5.10b, os estados calculados conseguem reproduzir a ordem dos spins dos estados excitados, inclusive a inversão entre os estados $11/2^+$ e $13/2^+$ que ocorrem em todos os isótopos ímpares de Zn. A interação,

entretanto, não consegue reproduzir bem a diferença em energia entre os estados excitados consecutivos do núcleo ^{65}Zn , especialmente entre os estados $11/2^+$ e $17/2^+$. No caso do núcleo ^{69}Zn , a interação propõe um estado $9/2^+$ com uma energia de 310 keV menor do que ocorre experimentalmente.

Na figura 5.11 podem ser observados os resultados obtidos utilizando o código Antoine para os isótopos $^{65,67,69,71}\text{Ge}$ em comparação com seus respectivos valores experimentais. Em relação aos estados de paridade negativa, vistos na figura 5.11a, os valores calculados utilizando a interação JJ4b-SDI descrevem apenas o spin do estado fundamental do núcleo ^{71}Ge . Há a inversão entre os estados excitados $1/2^-$, $3/2^-$ e $5/2^-$ em relação aos estados experimentais para praticamente todos os isótopos de Ge. Os estados de paridade positiva (figura 5.11b) do núcleo ^{67}Ge estão deslocados cerca de 350 keV em relação aos observados experimentalmente.

Figura 5.11: Comparação dos estados excitados experimentais dos isótopos (exp) ^{65,67,69,71}Ge (BROWNE; TULI, 2010b; JUNDE; XIAOLONG; TULI, 2005; BHAT; TULI, 2000; ABUSALEEM; SINGH, 2011, respectivamente) de paridade (a) negativa e (b) positiva com os obtidos através do código Antoine utilizando a interação efetiva JJ4b-SDI e o espaço de configuração f₅pg₉. As energias dos estados são dadas em keV.

A figura 5.12 mostra os resultados calculados para os isótopos $^{63,65,67,69,71}\text{Ga}$ em comparação com seus respectivos valores experimentais. Em relação aos estados de paridade negativa, vistos na figura 5.12a, os cálculos não reproduzem o aumento em energia do estado $5/2^-$ que ocorre nos núcleos $^{67,69,71}\text{Ga}$. A interação, entretanto, consegue descrever o spin do estado fundamental para todos os isótopos de Ga. As energias dos estados de paridade positiva (figura 5.12b) não são muito bem reproduzidas pela interação JJ4b-SDI nos casos dos núcleos $^{65,67,69,71}\text{Ga}$. Há uma diferença em energia em relação aos estados experimentais para estes núcleos da ordem de 400 keV. Os níveis de energia do núcleo ^{63}Ga de ambas as paridades, entretanto, são bem descritos pelos resultados calculados utilizando a interação JJ4b-SDI, com exceção da inversão que ocorre experimentalmente entre os estados excitados $7/2^-$ e $9/2^-$.

(a)									
$\frac{7/2^-}{9/2^-} \frac{1422}{1153}$	$\frac{9/2^-}{7/2^-} \frac{1411}{1115}$	$\frac{(9/2^-)}{7/2^-} \frac{1287}{1076}$	$\frac{9/2^-}{7/2^-} \frac{1257}{1067}$	$\frac{9/2^-}{7/2^-} \frac{1519}{1202}$	$\frac{9/2^-}{7/2^-} \frac{1505}{981}$	$\frac{9/2^-}{7/2^-} \frac{1765}{1337}$	$\frac{9/2^-}{7/2^-} \frac{1514}{900}$	$\frac{9/2^-}{7/2^-} \frac{1398}{845}$	
$\frac{5/2^-}{3/2^-} \frac{75}{0}$	$\frac{5/2^-}{3/2^-} \frac{165}{0}$	$\frac{(5/2^-)}{3/2^-} \frac{191}{0}$	$\frac{5/2^-}{3/2^-} \frac{115}{0}$	$\frac{5/2^-}{3/2^-} \frac{359}{0}$	$\frac{1/2^-}{3/2^-} \frac{232}{0}$	$\frac{5/2^-}{3/2^-} \frac{574}{0}$	$\frac{1/2^-}{3/2^-} \frac{243}{0}$	$\frac{5/2^-}{3/2^-} \frac{487}{0}$	$\frac{1/2^-}{3/2^-} \frac{266}{0}$
exp	JJ4b-SDI	exp	JJ4b-SDI	exp	JJ4b-SDI	exp	JJ4b-SDI	exp	JJ4b-SDI
^{63}Ga		^{65}Ga		^{67}Ga		^{69}Ga		^{71}Ga	
(b)									
$\frac{17/2^+}{15/2^+} \frac{4081}{3657}$	$\frac{17/2^+}{15/2^+} \frac{4178}{3657}$	$\frac{17/2^+}{(15/2^+)} \frac{4123}{3733}$	$\frac{17/2^+}{15/2^+} \frac{3623}{3578}$	$\frac{17/2^+}{15/2^+} \frac{3856}{3578}$	$\frac{17/2^+}{15/2^+} \frac{3634}{3543}$	$\frac{17/2^+}{(15/2^+)} \frac{3389}{3313}$	$\frac{17/2^+}{15/2^+} \frac{3313}{2848}$	$\frac{17/2^+}{15/2^+} \frac{3639}{3179}$	
$\frac{13/2^+}{13/2^+} \frac{2941}{2886}$	$\frac{11/2^+}{13/2^+} \frac{3035}{2886}$	$\frac{13/2^+}{(11/2^+)} \frac{3065}{2814}$	$\frac{15/2^+}{13/2^+} \frac{3123}{2767}$	$\frac{13/2^+}{11/2^+} \frac{3032}{2862}$	$\frac{17/2^+}{15/2^+} \frac{3026}{2816}$	$\frac{13/2^+}{13/2^+} \frac{2718}{2666}$	$\frac{15/2^+}{11/2^+} \frac{2848}{2381}$	$\frac{(17/2^+)}{13/2^+} \frac{2941}{2804}$	$\frac{15/2^+}{11/2^+} \frac{3179}{2537}$
$\frac{9/2^+}{9/2^+} \frac{2047}{1931}$	$\frac{9/2^+}{9/2^+} \frac{2038}{1931}$	$\frac{9/2^+}{9/2^+} \frac{2038}{1828}$	$\frac{9/2^+}{9/2^+} \frac{2074}{1820}$	$\frac{11/2^+}{9/2^+} \frac{2313}{1820}$	$\frac{9/2^+}{9/2^+} \frac{1972}{1837}$	$\frac{9/2^+}{9/2^+} \frac{1837}{1494}$	$\frac{(13/2^+)}{9/2^+} \frac{2082}{1905}$	$\frac{9/2^+}{9/2^+} \frac{1905}{1494}$	
exp	JJ4b-SDI	exp	JJ4b-SDI	exp	JJ4b-SDI	exp	JJ4b-SDI	exp	JJ4b-SDI
^{63}Ga		^{65}Ga		^{67}Ga		^{69}Ga		^{71}Ga	
JJ4b-SDI — $f_5p g_9$									

Figura 5.12: Comparação dos estados excitados experimentais (exp) dos isótopos $^{63,65,67,69,71}\text{Ga}$ (JUNDE.; DONG; MEIRONG,2012; BROWNE; TULI, 2010b; JUNDE; XIAOLONG; TULI, 2005; BHAT; TULI, 2000; ABUSALEEM; SINGH, 2011, respectivamente) de paridade (a) negativa e (b) positiva com os obtidos através do código Antoine utilizando a interação efetiva JJ4b-SDI e o espaço de configuração $f_5p g_9$. As energias dos estados são dadas em keV.

5.1.5 - Comparação entre as interações no espaço f_5pg_9

Nas seções 5.1.1 à 5.1.4 foram discutidos os resultados obtidos com as interações JUN45, FPG, FPG (Neutron Rich) e JJ4b-SDI na descrição dos isótopos com número de massa (A) ímpar de Ga, Ge e Zn. A partir dos resultados obtidos, nota-se que nenhuma interação consegue descrever bem todos os isótopos considerados simultaneamente, mas de forma geral, foi possível determinar que:

- A interação JUN45 descreve simultaneamente os isótopos de Zn, Ge e estados de paridade negativa dos isótopos de Ga;
- A interação FPG descreve simultaneamente os estados de paridade negativa de Zn, os isótopos de Ge e de Ga.
- A interação FPG (Neutron Rich) descreve simultaneamente os isótopos de Ge e os estados de paridade negativa de Zn e Ga;
- A interação JJ4b-SDI descreve simultaneamente os estados de paridade negativa dos isótopos de Zn e Ga.

Consequentemente, devido ao maior número de isótopos descritos nesta região de massa, foram escolhidas as interações FPG e JUN45 para serem utilizadas para calcular os isótopos duplamente ímpares de Ga. O motivo dessas interações não descreverem bem os estados de paridade positiva de Ga (JUN45) e de Zn (FPG) será discutido na seção 5.1.7.

5.1.6 - Funções de onda dos estados excitados dos isótopos de Ga, Ge e Zn com número de massa (A) ímpar obtidas utilizando as interações JUN45 e FPG

Quando se considera as funções de onda dos estados excitados, os resultados obtidos para os isótopos de Ge, Zn e Ga com número de massa A ímpar considerando as interações JUN45 e FPG indicam que os estados excitados destes núcleos possuem um grau de coletividade muito alto, não sendo possível obter configurações predominantes na excitação

dos núcleons na maioria dos casos. Devido a este grande grau de mistura de configurações, foi necessário considerar a ocupação média dos orbitais pelos núcleons de valência. Os resultados das funções de onda para os isótopos $^{63,65,67,69}\text{Zn}$, $^{65,67,69,71}\text{Ge}$ e $^{63,65,67,69,71}\text{Ga}$ obtidos com as interações JUN45 e FPG podem ser vistos nas seções 5.1.6.1 a 5.1.6.3, respectivamente.

5.1.6.1 - Funções de onda para os isótopos $^{63,65,67,69}\text{Zn}$

Para os isótopos $^{63,65,67,69}\text{Zn}$, que possuem 2 prótons de valência quando se considera o espaço de configurações f_5pg_9 , as interações JUN45 e FPG consideram que os estados excitados $1/2^-$, $3/2^-$, $5/2^-$, $7/2^-$, $9/2^-$, $9/2^+$ e $11/2^+$ apresentam o mesmo comportamento quando se considera a ocupação média dos orbitais de prótons em função do aumento do número de nêutrons, como pode ser visto na figura 5.13 para o estado $9/2^-$. Estes estados excitados são formados preferencialmente pelos 2 prótons ocupando o orbital $2p_{3/2}$, com poucas excitações para os orbitais $1f_{5/2}$ e $2p_{1/2}$.

Figura 5.13: Ocupação média dos orbitais de prótons para o estado $9/2^-$ considerando as interações (a) JUN45 e (b) FPG, em função do aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{63,65,67,69}\text{Zn}$.

Já os estados $13/2^+$ e $15/2^+$ são formados preferencialmente pela ocupação de 1 próton no orbital $2p_{3/2}$ e o outro com igual probabilidade de excitações para os orbitais $1f_{5/2}$ e $2p_{1/2}$, como visto na figura 5.14 para o estado $13/2^+$.

Figura 5.14: Ocupação média dos orbitais de prótons para o estado $13/2^+$ considerando as interações (a) JUN45 e (b) FPG, em função do aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{63,65,67,69}\text{Zn}$.

O estado $17/2^+$, visto na figura 5.15, entretanto, é formado, segundo a interação FPG preferencialmente por 1 próton ocupando o orbital $2p_{3/2}$ e o outro ocupando preferencialmente o orbital $1f_{5/2}$, para todos os isótopos $^{63,65,67,69}\text{Zn}$. No caso da interação JUN45, o estado $17/2^+$ é formado por 1 próton no orbital $2p_{3/2}$ e, no caso dos núcleos mais leves como $^{63,65}\text{Zn}$, com igual probabilidade de excitar o outro próton de valência para os orbitais $1f_{5/2}$ e $2p_{1/2}$. Para os isótopos $^{67,69}\text{Zn}$, este estado é formado pela excitação deste próton de valência para o orbital $1f_{5/2}$.

Figura 5.15: Ocupação média dos orbitais de prótons para o estado $17/2^+$ considerando as interações (a) JUN45 e (b) FPG, em função do aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{63,65,67,69}\text{Zn}$.

Já para a ocupação média dos orbitais de nêutrons, as interações FPG e JUN45 indicam comportamentos diferentes para os isótopos $^{63,65,67,69}\text{Zn}$, como pode ser visto nas figuras 5.16 a 5.19.

Segundo os resultados obtidos utilizando a interação JUN45, o estado $1/2^-$, apresentado na figura 5.16a, é formado principalmente por 3 nêutrons ocupando o orbital $2p_{3/2}$, um nêutron ocupando o orbital $2p_{1/2}$ e os nêutrons restantes estão distribuídos preferencialmente no orbital $1f_{5/2}$. Para os isótopos $^{67,69}\text{Zn}$, entretanto, há uma mistura de configurações em relação ao orbital $1g_{9/2}$, uma vez que nas funções de onda aparecem configurações em que este orbital está ocupado por 2 nêutrons e outras em que este orbital não é ocupado, resultando em uma ocupação média de 1 nêutron neste orbital. Já para a interação FPG, o estados $1/2^-$, visto na figura 5.16b, é formado principalmente por 3 nêutrons ocupando o orbital $2p_{3/2}$, um nêutron excitado para o orbital $2p_{1/2}$ e os nêutrons restantes são distribuídos no orbital $1f_{5/2}$. As funções de onda que descrevem os orbitais $3/2^-$ apresentam ocupações similares às dos estados $1/2^-$ para ambas as interações.

Figura 5.16: Ocupação média dos orbitais de nêutrons para o estado $1/2^-$ considerando as interações efetivas (a) JUN45 e (b) FPG, em função do aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{63,65,67,69}\text{Zn}$.

A ocupação média de orbitais para o estado $5/2^-$ levando em conta a interação JUN45, visto na figura 5.17a, indica que o orbital $2p_{3/2}$ é ocupado por 3 nêutrons, enquanto que o restante dos nêutrons estão preferencialmente distribuídos no orbital $1f_{5/2}$. No caso dos isótopos $^{67,69}\text{Zn}$, entretanto, para os orbitais $1g_{9/2}$ e $2p_{1/2}$ acontece uma mistura de configurações, isto é, é igualmente provável ocorrer excitações de 2 nêutrons para estes orbitais ou os orbitais permanecerem desocupados, resultando em uma ocupação média de 1 nêutron para este orbital. Já para a interação FPG, a ocupação média de nêutrons para o estado $5/2^-$ (figura 5.17b) é composta por 3 nêutrons ocupando o orbital $2p_{3/2}$, um nêutron excitado para o orbital $2p_{1/2}$ e os nêutrons restantes ocupam o orbital $1f_{5/2}$.

Figura 5.17: Ocupação média dos orbitais de nêutrons para o estado $5/2^-$ considerando as interações efetivas (a) JUN45 e (b) FPG, em função do aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{63,65,67,69}\text{Zn}$.

O estados $7/2^-$, visto na figura 5.18a, assim como o estado $9/2^-$ possuem uma ocupação média de nêutrons composta por 3 núcleons no orbital $2p_{3/2}$, 1 núcleon no orbital $2p_{1/2}$ e o restante distribuído no orbital $1f_{5/2}$. No caso do núcleo ^{69}Zn , há a ocupação do orbital $1g_{9/2}$ por 2 nêutrons. Para a interação FPG, os estados $7/2^-$ (figura 5.19b) e $9/2^-$ possuem a mesma configuração de ocupação média do estado $5/2^-$, visto na figura 5.17b.

Figura 5.18: Ocupação média dos orbitais de nêutrons para o estado $7/2^-$ considerando as interações efetivas (a) JUN45 e (b) FPG, em função do aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{63,65,67,69}\text{Zn}$.

Os estados de paridade positiva $9/2^+$, $11/2^+$ (visto na figura 5.19a), $13/2^+$, $15/2^+$, segundo a interação JUN45, possuem uma ocupação média composta de 1 nêutron no orbital $1g_{9/2}$. A ocupação do orbital $2p_{3/2}$ é composta de 2 nêutrons no caso do núcleo ^{63}Zn e é preenchido até por 3 nêutrons para os demais isótopos de Zn, sendo os demais distribuídos no

orbital $1f_{5/2}$. No caso dos núcleos $^{67,69}\text{Zn}$, o orbital $2p_{1/2}$ também é ocupado por um nêutron. O estado $17/2^+$, visto na figura 5.19c, possui as mesmas ocupações médias de nêutrons que os outros estados de paridade positiva, com exceção da ocupação do núcleo ^{69}Zn , em que o orbital $1g_{9/2}$ passa a ser ocupado por 3 nêutrons. Um destes nêutrons é proveniente da excitação a partir do orbital $1f_{5/2}$ e o outro a partir do orbital $p_{1/2}$. Para a interação FPG, todos os estados de paridade positiva possuem a mesma configuração, como pode ser visto nas figuras 5.19b e 5.19d para os estados $11/2^+$ e $17/2^+$, respectivamente. Os estados de paridade positiva são formados por 1 nêutron ocupando o orbital $1g_{9/2}$, proveniente da excitação do orbital $1f_{5/2}$. Os demais núcleons são distribuídos de maneira uniforme entre os orbitais $2p_{3/2}$ e $1f_{5/2}$, até o preenchimento do orbital $2p_{3/2}$ para o caso do núcleo ^{69}Zn . Para os isótopos $^{65,67,69}\text{Zn}$ o orbital $2p_{1/2}$ também é ocupado por 1 nêutron.

Figura 5.19: Ocupação média dos orbitais de nêutrons para os estados $11/2^+$ e $17/2^+$ considerando as interações efetivas JUN45 e FPG, em função do aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{63,65,67,69}\text{Zn}$.

5.1.6.2- Funções de onda para os isótopos $^{65,67,69,71}\text{Ge}$

Os isótopos $^{65,67,69,71}\text{Ge}$ possuem 4 prótons de valência em relação ao espaço $f_{5/2}p_{9/2}$. A evolução da ocupação média dos orbitais de prótons desses núcleos quando se aumenta o número de nêutrons para os estados $1/2^-$, $3/2^-$, $7/2^-$, $9/2^-$ apresenta o mesmo comportamento para as interações JUN45 e FPG, como ilustrado na figura 5.20 para o estado $7/2^-$. Para estes estados, no caso dos núcleos $^{65,67,69}\text{Ge}$, há 2 prótons no orbital $2p_{3/2}$, 1 próton no orbital $1f_{5/2}$ e outro ocupando o orbital $2p_{1/2}$. Para o núcleo ^{71}Ge , a tendência é que o orbital $2p_{3/2}$ continue sendo ocupado por 2 prótons, enquanto que os dois prótons restantes ocupam o orbital $1f_{5/2}$.

Figura 5.20: ocupação média dos orbitais de prótons para o estado $7/2^-$ utilizando as interações (a) JUN45 e (b) FPG considerando o aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{65,67,69,71}\text{Ge}$.

O estado $5/2^-$, visto na figura 5.21, é descrito por ambas as interações como sendo formado por 3 prótons no orbital $2p_{3/2}$, enquanto que o próton restante, excitado deste orbital, pode ocupar com igual probabilidade os orbitais $1f_{5/2}$ e $2p_{1/2}$.

Figura 5.21: ocupação média dos orbitais de prótons para o estado $5/2^-$ utilizando as interações (a) JUN45 e (b) FPG considerando o aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{65,67,69,71}\text{Ge}$.

Ambas as interações descrevem que os estados de paridade positiva $9/2^+$, $11/2^+$, $13/2^+$, $15/2^+$ (figura 5.22) e $17/2^+$ são formados preferencialmente por 2 prótons ocupando os orbitais $2p_{3/2}$ e $1f_{5/2}$.

Figura 5.22: Ocupação média dos orbitais de prótons para o estado $15/2^+$ utilizando as interações (a) JUN45 e (b) FPG considerando o aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{65,67,69,71}\text{Ge}$.

Em relação aos nêutrons, o estado $1/2^-$ para a interação JUN45 (figura 5.23a) e os estados $1/2^-$ (visto na figura 5.23b), $3/2^-$ e $9/2^-$ para a interação FPG possuem a mesma ocupação média dos orbitais de nêutrons para os isótopos $^{65,67,69,71}\text{Ge}$. Estes estados são compostos por 3 nêutrons ocupando o orbital $2p_{3/2}$, 1 nêutron ocupando o orbital $2p_{1/2}$ e o restante distribuídos no orbital $1f_{5/2}$. No caso do núcleo ^{71}Ge , há ainda 2 nêutrons ocupando o orbital $1g_{9/2}$.

Figura 5.23: Ocupação média dos orbitais de nêutrons para o estado $1/2^-$ considerando as interações efetivas (a) JUN45 e (b) FPG, em função do aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{65,67,69,71}\text{Ge}$.

O estado $5/2^-$, segundo a interação JUN45 (figura 5.24a), é composto por 3 nêutrons ocupando o orbital $2p_{3/2}$, 1 ocupando o orbital $2p_{1/2}$ e o restante distribuído no orbital $1f_{5/2}$. No caso dos isótopos $^{69,71}\text{Ge}$, há uma mistura de configurações envolvendo o orbital $1g_{9/2}$, em que 2 nêutrons provenientes do orbital $1f_{5/2}$ podem ocupar este orbital e a configuração em que o orbital $1g_{9/2}$ não é ocupado por nenhum núcleon. Já para a interação FPG, o estado $5/2^-$ (figura 5.24b) é formado por 3 nêutrons ocupando o orbital $2p_{3/2}$, 1 nêutron ocupando o orbital $2p_{1/2}$ e o restante distribuído no orbital $1f_{5/2}$ no caso dos isótopos $^{65,67}\text{Ge}$. Quando se aumenta o número de nêutrons, caso dos núcleos $^{69,71}\text{Ge}$, os orbitais $2p_{3/2}$ e $2p_{1/2}$ são preenchidos até sua ocupação total, e o restante dos nêutrons ocupam o orbital $1f_{5/2}$.

Figura 5.24: Ocupação média dos orbitais de nêutrons para o estado $5/2^-$ considerando as interações efetivas (a) JUN45 e (b) FPG, em função do aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{65,67,69,71}\text{Ge}$.

Os estados $3/2^-$, $7/2^-$ (figura 5.25a) e $9/2^-$, considerando a interação efetiva JUN45, e o estado $7/2^-$ (figura 5.25b), segundo a interação FPG, possuem a mesma configuração de ocupação média de nêutrons. Estes estados são formados por 3 nêutrons ocupando o orbital $2p_{3/2}$, 1 nêutron ocupando o orbital $2p_{1/2}$ e o restante distribuído no orbital $1f_{5/2}$. No caso do núcleo ^{69}Ge , há mistura de configurações no orbital $1g_{9/2}$, sendo possível a excitação de 2 nêutrons para este orbital ou o orbital $1g_{9/2}$ permanecer desocupado. No caso do núcleo ^{71}Ge , o orbital $1g_{9/2}$ é ocupado por 2 nêutrons.

Figura 5.25: Ocupação média dos orbitais de nêutrons para o estado $7/2^-$ considerando as interações efetivas (a) JUN45 e (b) FPG, em função do aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{65,67,69,71}\text{Ge}$.

O estado de paridade positiva $9/2^+$ para a interação JUN45, visto na figura 5.26a, e os estados $9/2^+$ (figura 5.26b) e $11/2^+$ para a interação FPG, possuem uma configuração de ocupação média de nêutrons semelhante, diferindo somente na ocupação do orbital $1g_{9/2}$ do núcleo ^{71}Ge . Para a interação JUN45, este orbital possui uma mistura de configurações, sendo formado pela excitação de 1 ou 3 nêutrons para este orbital. No caso da interação FPG, o orbital $1g_{9/2}$ é ocupado somente por 1 nêutron.

Figura 5.26: Ocupação média dos orbitais de nêutrons para o estado $9/2^+$ considerando as interações efetivas (a) JUN45 e (b) FPG, em função do aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{65,67,69,71}\text{Ge}$.

Para a interação JUN45, os demais estados de paridade positiva $11/2^+$, $13/2^+$, $15/2^+$ e $17/2^+$ (figura 5.27a) e os estados $13/2^+$, $15/2^+$ e $17/2^+$ (figura 5.27b) para a interação FPG possuem a mesma configuração de ocupação média dos orbitais pelos nêutrons. Os orbitais $2p_{3/2}$ e $1f_{5/2}$ são ocupados com igual probabilidade, enquanto que o orbital $1g_{9/2}$ é ocupado por 1 nêutron, no caso dos isótopos $^{65,67,69}\text{Ge}$, e por 3 nêutrons no caso do núcleo ^{71}Ge .

Figura 5.27: Ocupação média dos orbitais de nêutrons para o estado $17/2^+$ considerando as interações efetivas (a) JUN45 e (b) FPG, em função do aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{65,67,69,71}\text{Ge}$.

5.1.6.3 - Funções de onda para os isótopos $^{63,65,67,69,71}\text{Ga}$

Os isótopos $^{63,65,67,69,71}\text{Ga}$ possuem 3 prótons de valência em relação ao espaço $f_5p_{g_9}$ e as interações JUN45 e FPG descrevem a ocupação média dos orbitais de prótons e nêutrons de maneira diversa para alguns estados excitados, principalmente quando se trata dos estados de paridade positiva.

A ocupação média dos orbitais por prótons, segundo a interação JUN45, para o estado $1/2^-$ (figura 5.35a) é composta por 2 prótons no orbital $2p_{3/2}$ e 1 próton, proveniente deste orbital, com igual probabilidade de ocupar os estados $1f_{5/2}$ e $2p_{1/2}$. Para a interação FPG, o estado $1/2^-$, visto na figura 5.35b, possui configuração semelhante, com 2 prótons ocupando o orbital $2p_{3/2}$ e 1 ocupando o orbital $1f_{5/2}$.

Figura 5.28: Ocupação média dos orbitais de prótons para o estado $1/2^-$, considerando as interações efetivas (a) JUN45 e (b) FPG, em função do aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{63,65,67,69,71}\text{Ga}$.

Ambas as configurações descrevem que o estado $3/2^-$, visto na figura 5.29, é formado por dois prótons no orbital $2p_{3/2}$. O terceiro próton tem igual probabilidade de permanecer na camada $2p_{3/2}$ quanto de ser excitado para os orbitais $1f_{5/2}$ e $2p_{1/2}$.

Figura 5.29: Ocupação média dos orbitais de prótons para o estado $3/2^-$ considerando as interações efetivas (a) JUN45 e (b) FPG, em função do aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{63,65,67,69,71}\text{Ga}$.

O estado $7/2^-$ (figura 5.30) para as interações JUN45 e FPG e o estado $5/2^-$ para a interação FPG, possuem 2 prótons ocupando o orbital $2p_{3/2}$. No caso dos isótopos $^{63,71}\text{Ga}$ o terceiro próton ocupa o orbital $1f_{5/2}$, quanto que para os núcleos $^{65,67,69}\text{Ga}$, o terceiro próton tem igual probabilidade de permanecer no orbital $2p_{3/2}$ quanto de ser excitado para os orbitais $1f_{5/2}$ e $2p_{1/2}$.

Figura 5.30: Ocupação média dos orbitais de prótons para o estado $7/2^-$ considerando as interações efetivas (a) JUN45 e (b) FPG, em função do aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{63,65,67,69,71}\text{Ga}$.

Para a interação JUN45, os estados $5/2^-$ e $9/2^-$ (figura 5.31a) são formados por 2 prótons ocupando o orbital $2p_{3/2}$ e 1 próton ocupando o orbital $1f_{5/2}$. Já para a interação FPG, o estado $9/2^-$ possui a mesma configuração, como pode ser visto na figura 5.31b.

Figura 5.31: Ocupação média dos orbitais de prótons para o estado $9/2^-$ considerando as interações efetivas (a) JUN45 e (b) FPG, em função do aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{63,65,67,69,71}\text{Ga}$.

O estado de paridade positiva $9/2^+$, segundo a interação JUN45 (figura 5.32a), é formado, no caso dos isótopos $^{63,65}\text{Ga}$, pelos 3 prótons ocupando os orbitais $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$ e $1g_{9/2}$. Já no caso dos núcleos $^{67,69,71}\text{Ga}$, o orbital $2p_{3/2}$ é ocupado por 2 prótons, enquanto que o terceiro tem igual probabilidade de ser excitado para os orbitais $1f_{5/2}$ e $1g_{9/2}$. Já para a interação FPG (figura 5.32b), o estado $9/2^+$ é formado principalmente por 2 prótons ocupando o orbital $2p_{3/2}$ e 1 próton ocupando o orbital $1g_{9/2}$.

Figura 5.32: Ocupação média dos orbitais de prótons para o estado $9/2^+$ considerando as interações efetivas (a) JUN45 e (b) FPG, em função do aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{63,65,67,69,71}\text{Ga}$.

Para a interação JUN45, os estados $11/2^+$ e $13/2^+$ (figura 5.33a) do núcleo ^{63}Ga são formados por 1 próton ocupando os orbitais $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$ e $1g_{9/2}$. A medida que o número de nêutrons aumenta, não ocorrem mais excitações para os orbitais $1g_{9/2}$ e $1f_{5/2}$, sendo que, para

os núcleos $^{69,71}\text{Ga}$, os estados $11/2^+$ e $13/2^+$ são formados principalmente pelos 3 prótons ocupando o orbital $2p_{3/2}$. Já para a interação FPG, os estados $11/2^+$, $13/2^+$ (figura 5.33b) e $17/2^+$ possuem comportamento semelhante. Para os isótopos $^{63,65,67}\text{Ga}$, estes estados são compostos por 1 próton ocupando os orbitais $2p_{3/2}$ e $1g_{9/2}$, enquanto que o terceiro próton tem igual probabilidade de ser excitado para os orbitais $1f_{5/2}$ e $2p_{1/2}$. No caso dos núcleos $^{69,71}\text{Ga}$, o orbital $2p_{3/2}$ é ocupado por 2 prótons, enquanto que o terceiro próton tem igual probabilidade de ser excitado para os orbitais $1f_{5/2}$, $2p_{1/2}$ e $1g_{9/2}$.

Figura 5.33: Ocupação média dos orbitais de prótons para o estado $13/2^+$ considerando as interações efetivas (a) JUN45 e (b) FPG, em função do aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{63,65,67,69,71}\text{Ga}$.

Os estados $15/2^+$ (figura 5.34a) e $17/2^+$, segundo a interação JUN45, tem uma ocupação média igual a dos estados $5/2^-$ e $9/2^-$, vistos na figura 5.31a. Para a interação FPG (figura 5.34b), o estado $15/2^+$ é composto, no caso dos isótopos $^{63,65,67}\text{Ga}$, por 1 próton ocupando os orbitais $2p_{3/2}$ e $1f_{5/2}$ e o terceiro possui igual probabilidade de permanecer no estado $2p_{3/2}$ ou de ser excitado para o estado $2p_{1/2}$. Já para os núcleos $^{69,71}\text{Ga}$, estes estados são formados por 2 prótons no orbital $2p_{3/2}$ e o terceiro possui igual probabilidade de ser excitado para os orbitais $1f_{5/2}$ e $1p_{1/2}$.

Figura 5.34: Ocupação média dos orbitais de prótons para o estado $15/2^+$ considerando as interações efetivas (a) JUN45 e (b) FPG, em função do aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{63,65,67,69,71}\text{Ga}$.

Em relação à ocupação média dos orbitais de nêutrons, a interação JUN45 considera que o estado $1/2^-$ (figura 5.35a) é formado, no caso do núcleo ^{63}Ga , por 2 nêutrons ocupando o orbital $2p_{3/2}$, 1 nêutron ocupando os orbitais $1f_{5/2}$ e $2p_{1/2}$. No caso dos núcleos $^{65,67,69,71}\text{Ga}$, este estado é formado por 3 nêutrons ocupando o orbital $2p_{3/2}$, 1 próton ocupando o orbital $2p_{1/2}$ e o restante ocupando o orbital $1f_{5/2}$. Nos casos dos núcleos $^{67,69,71}\text{Ga}$, ocorre mistura de configurações na ocupação do orbital $1g_{9/2}$. Para os isótopos $^{67,69}\text{Ga}$, este orbital pode ser ocupado por 2 nêutrons ou permanecer vazio, enquanto que para o núcleo ^{71}Ga , este orbital pode ser ocupado por 2 ou 4 nêutrons. Já para a interação FPG, os estados $1/2^-$ (figura 5.35b) e $3/2^-$ (figura 5.35d) possuem configuração muito semelhante à descrita para a interação JUN45. A principal diferença é que o estado $1g_{9/2}$ não é ocupado para os isótopos $^{63,65,67,69}\text{Ga}$. Para o núcleo ^{71}Ga , o orbital $1g_{9/2}$ pode ser ocupado por 2 nêutrons ou permanecer vazio no caso do estado $1/2^-$.

O estado $3/2^-$ (figura 5.35c), segundo a interação JUN45, possui uma configuração semelhante a do estado $1/2^-$, sendo a principal diferença na ocupação do orbital $1g_{9/2}$ para o núcleo ^{71}Ga . Para este núcleo, o orbital $1g_{9/2}$ pode ser ocupado por 2 nêutrons ou permanecer vazio.

Figura 5.35: Ocupação média dos orbitais de nêutrons para os estados $1/2^-$ e $3/2^-$ considerando as interações efetivas JUN45 e FPG, em função do aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{63,65,67,69,71}\text{Ga}$.

Os estados $5/2^-$ (figura 5.36a) e $7/2^-$, $9/2^-$ são formados, segundo a interação JUN45, por 2 a 3 nêutrons ocupando o orbital $2p_{3/2}$ (^{63}Ga e $^{65,67,69,71}\text{Ga}$, respectivamente) e 1 nêutron ocupando o orbital $2p_{1/2}$. O restante dos nêutrons está distribuído no orbital $1f_{5/2}$, com exceção dos núcleos $^{67,69,71}\text{Ga}$, em que ocorre a ocupação do orbital $1g_{9/2}$. No caso do núcleo ^{67}Ga , ocorre uma mistura de configurações, formada por 0 ou 2 nêutrons ocupando o orbital $1g_{9/2}$. No caso do núcleo ^{69}Ga , a ocupação deste orbital é uma configuração pura dada por 2 nêutrons, enquanto que para o núcleo ^{71}Ga ocorre novamente uma mistura de configurações, formada por 2 ou 4 nêutrons ocupando o orbital $1g_{9/2}$. Para a interação FPG, a ocupação média dos orbitais por nêutrons dos estados $5/2^-$ (figura 5.36b) e $7/2^-$, $9/2^-$ é semelhante à descrita pela interação JUN45. A principal diferença é que, para os núcleos $^{63,65,67,69}\text{Ga}$ o orbital $1g_{9/2}$ não é ocupado enquanto que para o núcleo ^{71}Ga , este orbital é ocupado por 2 nêutrons.

Figura 5.36: Ocupação média dos orbitais de nêutrons para o estado $5/2^-$ considerando as interações efetivas (a) JUN45 e (b) FPG, em função do aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{63,65,67,69,71}\text{Ga}$.

A ocupação média de nêutrons para os estados de paridade positiva $9/2^+$ (figura 5.37a), $11/2^+$ e $13/2^+$, segundo a interação JUN45, são formados por 2 a 3 nêutrons ocupando o orbital $2p_{3/2}$, 1 nêutron ocupando o orbitais $1g_{9/2}$ e $2p_{1/2}$, e o restante distribuído no orbital $1f_{5/2}$. No caso do núcleo ^{71}Ga , há uma mistura de configurações na ocupação do orbital $1g_{9/2}$, podendo este orbital ser ocupado por 1 ou 3 nêutrons. Para a interação FPG os estados $9/2^+$ (figura 5.37b), $11/2^+$ e $13/2^+$ e $17/2^+$ são formados pelos nêutrons distribuídos nos orbitais $2p_{3/2}$ e $1f_{5/2}$. A medida que estes orbitais vão sendo preenchidos, há ocupação do orbital $2p_{1/2}$ por um nêutron (para os núcleos $^{67,69,71}\text{Ga}$), além de excitações de 1 nêutron para o orbital $1g_{9/2}$ no caso do núcleo ^{71}Ga . A mudança de paridade vem principalmente da excitação de 1 próton para o orbital $1g_{9/2}$, como visto nas figuras 5.32 e 5.33.

Figura 5.37: Ocupação média dos orbitais de nêutrons para o estado $9/2^+$ considerando as interações efetivas (a) JUN45 e (b) FPG, em função do aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{63,65,67,69,71}\text{Ga}$.

Segundo a interação JUN45, os estados $15/2^+$ (mostrado na figura 5.38a) e $17/2^+$ são formados por 1 nêutron ocupando o orbital $1g_{9/2}$, com exceção do núcleo ^{71}Ga , que possui 3 nêutrons ocupando este orbital. O orbital $2p_{3/2}$ é ocupado até no máximo 4 nêutrons e o restante é distribuído no orbital $1f_{5/2}$. Há, entretanto, algumas excitações do orbital $1f_{5/2}$ para o orbital $2p_{1/2}$, principalmente para os núcleos $^{69,71}\text{Ga}$. A interação FPG, entretanto, indica que a função de onda do estado $15/2^+$ (visto na figura 5.38b) possui composição semelhante à da interação JUN45. A principal diferença é a ocupação do orbital $1g_{9/2}$ para o núcleo ^{71}Ga . Para a interação FPG, este orbital é ocupado por 1 nêutron, os outros 2 nêutrons ocupam os orbitais $1f_{5/2}$ e $2p_{1/2}$.

Figura 5.38: Ocupação média dos orbitais de nêutrons para o estado $15/2^+$ considerando as interações efetivas (a) JUN45 e (b) FPG, em função do aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{63,65,67,69,71}\text{Ga}$.

5.1.7 - Discussão dos resultados obtidos com as interações FPG e JUN45 para os isótopos de Zn, Ge e Ga com número de massa (A) ímpar

Nas seções 5.1.1 e 5.1.2 foram mostrados os resultados obtidos com as interações JUN45 e FPG para a descrição dos estados excitados dos isótopos de Zn, Ga e Ge com número de massa (A) ímpar. Observando estes resultados, nota-se que a interação JUN45 não descreve os estados de paridade positiva dos isótopos $^{63,65,67,69,71}\text{Ga}$, enquanto a interação FPG não descreve os estados de paridade positiva dos núcleos $^{63,65,67}\text{Zn}$. Para o núcleo ^{69}Zn , apenas o estado $9/2^+$ é conhecido, não sendo possível discutir o comportamento dessa interação na descrição dos outros estados excitados. As duas interações, entretanto, descrevem bem os estados excitados de ambas as paridades dos isótopos $^{65,67,69,71}\text{Ge}$.

Observando a ocupação média de prótons e nêutrons na descrição das funções de onda dos estados excitados dos isótopos de Zn (seção 5.1.6.1), nota-se que ambas as interações descrevem a mesma ocupação média de prótons para os estados excitados, diferindo apenas na ocupação média de nêutrons do orbital $1g_{9/2}$. Entretanto, ambas as interações descrevem os estados excitados dos isótopos de Ge, com a mesma ocupação média dos orbitais de prótons e de nêutrons, como pode ser visto na seção 5.1.6.2.

As interações efetivas JUN45 e FPG possuem elementos de matriz muito diferentes entre si, devido ao fato da interação FPG considerar também a contribuição do orbital $1f_{7/2}$. O fato da interação FPG considerar o orbital $1f_{7/2}$ poderia resultar que, para os isótopos de Zn, o espaço de configurações f_5pg_9 para prótons não fosse adequado, sendo necessário considerar também excitações de prótons provenientes do orbital $1f_{7/2}$. Entretanto, não se pode realizar cálculos utilizando todo o espaço de configuração fpg_9 por causa do aparecimento de contribuições espúrias devido ao movimento do centro de massa, resultantes do acoplamento do orbital $1f_{7/2}$ com o orbital $1g_{9/2}$ e, principalmente, por causa da grande dimensão da matriz a ser diagonalizada.

Para verificar a contribuição do orbital $1f_{7/2}$ na formação dos estados excitados dos isótopos $^{63,65,67,69}\text{Zn}$, considerou-se para prótons somente o espaço de configurações fp, composto pelos orbitais $1f_{7/2}$, $1p_{3/2}$, $1f_{5/2}$ e $1p_{1/2}$, enquanto que para nêutrons foi considerado o espaço de configurações f_5pg_9 . Os resultados desses cálculos são apresentados na figura 5.39. Para a realização deste cálculo, entretanto, foi necessário truncar o espaço de configurações e permitir que somente dois prótons fossem excitados do orbital $1f_{7/2}$ para os demais orbitais da camada pf. Os estados de paridade negativa dos isótopos $^{63,65,67}\text{Zn}$, vistos na figura 5.39a, são descritos de forma similar tanto no espaço de configuração fp para prótons e f_5pg_9 para nêutrons quanto no espaço f_5pg_9 para prótons e nêutrons, confirmando que os estados de paridade negativa dos isótopos de Zn são provenientes principalmente da excitação do nêutron desemparelhado na camada pf.

Para os isótopos $^{63,65}\text{Zn}$, o espaço de configuração fp para prótons e f_5pg_9 para nêutrons se mostrou mais adequado na descrição dos estados excitados de paridade positiva do que os resultados obtidos considerando o espaço de configuração f_5pg_9 para prótons e nêutrons, como pode ser visto na figura 5.39b. Para estes núcleos, excitações de prótons para o orbital $1g_{9/2}$ não são importantes, ao contrário do que acontece para os isótopos de Ge e Ga com número de massa (A) ímpar.

(a)									
63Zn		65Zn		67Zn		69Zn			
exp	$9/2^-$ 14.35	$9/2^-$ 1694	$9/2^-$ 1692	$9/2^-$ 14.78	$9/2^-$ 14.85	$9/2^-$ 15.17	$9/2^-$ 15.24	$9/2^-$ 14.71	$9/2^-$ 14.03
	$7/2^-$ 1063	$7/2^-$ 1086	$7/2^-$ 1049	$7/2^-$ 1105	$7/2^-$ 1147	$7/2^-$ 815	$7/2^-$ 1314	$3/2^-$ 1241	$7/2^-$ 972
	$1/2^-$ 593	$1/2^-$ 592						$7/2^-$ 1088	
$5/2^-$	$1/2^-$ 248	$5/2^-$ 468	$5/2^-$ 455	$5/2^-$ 320	$5/2^-$ 363	$3/2^-$ 185	$3/2^-$ 415	$5/2^-$ 531	$5/2^-$ 368
$3/2^-$	0	$3/2^-$ 0	$3/2^-$ 0	$1/2^-$ 0	$1/2^-$ 0	$1/2^-$ 0	$1/2^-$ 0	$1/2^-$ 0	$3/2^-$ 232
</									

Figura 5.39: Comparação dos estados excitados experimentais (exp) dos isótopos $^{63,65,67,69}\text{Zn}$ (JUNDE.; DONG; MEIRONG, 2012; BROWNE; TULI, 2010b; JUNDE; XIAOLONG; TULI, 2005; BHAT; TULI, 2000, respectivamente) de paridade (a) negativa e (b) positiva com os obtidos através do código Antoine utilizando a interação efetiva FPG e o espaço de configuração fp para prótons e $f_5p_{g_9}$ para nêutrons. Neste gráfico também são mostrados os resultados obtidos anteriormente considerando para prótons e nêutrons o espaço de configurações $f_5p_{g_9}$. As energias dos estados são dadas em keV.

Para o núcleo ^{67}Zn (vide figura 5.39b), os estados de paridade positiva obtidos com o espaço de configuração fp para prótons e $f_5p_{g_9}$ para nêutrons descrevem melhor os estados experimentais do que os resultados obtidos com o espaço de configuração $f_5p_{g_9}$ para prótons e nêutrons. Os valores calculados, entretanto, mostram uma diferença em energia de 275 e 375 keV para os estados $9/2^+$ e $11/2^+$, respectivamente, e da ordem de 550 keV para os estados $13/2^+$ e $15/2^+$. Isto indica que, para este núcleo, talvez fosse necessário considerar também excitações de prótons para o orbital $1g_{9/2}$ para a melhor descrição dos estados de paridade positiva.

Para o núcleo ^{69}Zn , os resultados para os estados de paridade negativa (figura 5.39a) e positiva (figura 5.39b) obtidos considerando o espaço de configuração fp para prótons e $f_5p_{g_9}$ para nêutrons não descrevem bem os estados experimentais deste núcleo. Os resultados obtidos consideram que o estado $9/2^+$ seria o fundamental deste núcleo, ao invés do estado $1/2^-$, indicando assim a necessidade de se permitir excitações de prótons para o orbital $1g_{9/2}$.

Os resultados obtidos para os isótopos com número de massa (A) ímpar de Zn, Ge e Ga, vistos na seção 5.1.1, mostraram que a interação JUN45 não consegue descrever corretamente os estados de paridade positiva dos isótopos de Ga, enquanto que a interação FPG, vista na seção 5.1.2, consegue descrever estes estados excitados.

Observando as funções de onda dos estados de paridade positiva dos isótopos de Ga com número de massa (A) ímpar (seção 5.1.6.3), nota-se que, na interação FPG, ocorre excitação do próton desemparelhado ou de um nêutron, proveniente da quebra de um par, para o orbital $1g_{9/2}$, enquanto que, nos resultados obtidos com a interação JUN45, ocorrem preferencialmente excitações de um nêutron (proveniente da quebra de um par) para este orbital. Comparando as duas interações, notou-se que na interação JUN45 os elementos de matriz, para $T=0$, referentes às excitações dos orbitais $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$ e $2p_{1/2}$ para o orbital $1g_{9/2}$ são mais repulsivos do que os elementos de matriz da interação FPG, fazendo com que seja mais difícil excitar uma partícula de um orbital para o outro na interação JUN45. Como a quantidade de nêutrons a serem excitados é maior do que a de prótons e, consequentemente, estes estão distribuídos em orbitais mais próximos do orbital $1g_{9/2}$, é mais fácil quebrar um par de nêutrons do que excitar um próton dos orbitais $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$ e $2p_{1/2}$ para o orbital $1g_{9/2}$. Assim, nota-se que a interação JUN45 parece favorecer a excitação de nêutrons para o orbital $1g_{9/2}$, enquanto a interação FPG favorece excitações de nêutrons para o orbital $2p_{1/2}$.

5.1.8 – Cálculo dos isótopos ímpar-ímpar $^{64,66,68,70}\text{Ga}$ com as interações JUN45 e FPG no espaço de configuração f_5p_9

5.1.8.1– Interação JUN45

Assim como foi feito para os isótopos de Ga, Ge e Zn com número de massa (A) ímpar, considerou-se para os cálculos dos isótopos duplamente ímpares $^{64,66,68,70}\text{Ga}$ todo o espaço de configurações f_5p_9 , além de serem permitidas excitações de até 9 partículas da camada f_5p para o orbital $1g_{9/2}$.

A figura 5.40 mostra os resultados calculados utilizando a interação JUN45 para os isótopos duplamente ímpares $^{64,66,68,70}\text{Ga}$ em comparação com seus respectivos valores experimentais (SINGH, 2007; BROWNE; TULI, 2010a; MCCUTCHAN, 2012 e TULI, 2004, respectivamente). As energias dos estados de paridade positiva (figura 5.40a) são bem reproduzidas para os estados com spins menores ou iguais a 6^+ . Para os estados de alto spin somente os estados 11^+ do núcleo ^{66}Ga e os estados 9^+ e 11^+ do núcleo ^{68}Ga são descritos pela interação. Os estados de paridade positiva do núcleo ^{70}Ga , entretanto, apesar da ordem destes estados estarem corretas, as diferenças em energia dos estados excitados (“gap”) são muito pequenas quando comparadas aos estados experimentais.

Em relação aos estados de paridade negativa, vistos na figura 5.40b, os resultados obtidos descrevem a ordem dos estados excitados, mas inverte a ordem dos estados 8^- e 9^- para o núcleo ^{64}Ga e dos estados 2^- e 4^- para o núcleo ^{70}Ga . Para este último núcleo, as energias dos estados excitados são menores do que as energias dos estados experimentais.

Figura 5.40: Comparação dos estados excitados experimentais (exp) dos isótopos $^{64,66,68,70}\text{Ga}$ (SINGH, 2007; BROWNE; TULI, 2010a; MCCUTCHAN, 2012 e TULI, 2004, respectivamente) de paridade (a) positiva e (b) negativa com os obtidos através do código Antoine utilizando a interação efetiva JUN45 e o espaço de configuração $f_5p_{g_9}$. As energias dos estados são dadas em keV.

5.1.8.2 – Interação FPG

Nos cálculos dos estados excitados dos núcleos duplamente ímpares $^{64,66,68,70}\text{Ga}$ utilizando a interação FPG, considerou-se o espaço de configurações $f_5p_{g_9}$ e foram permitidas excitações de até 9 partículas da camada f_5p para o orbital $1g_{9/2}$.

A figura 5.41 mostra os resultados obtidos utilizando a interação FPG para os isótopos duplamente ímpares $^{64,66,68,70}\text{Ga}$ em comparação com seus respectivos valores experimentais. Para os estados de paridade positiva, vistos na figura 5.41a, a ordem dos spins dos estados excitados é bem reproduzida, com exceção da inversão dos spins dos estados fundamentais

(0^+) dos núcleos $^{64,66}\text{Ga}$ com o estado excitado 1^+ . A diferença em energia dos estados (“gap”) do núcleo ^{70}Ga são melhores reproduzidas do que as obtidas com a interação JUN45, mas o estado 3^+ possui uma diferença em energia de aproximadamente 600 keV em relação ao estado experimental.

Em relação aos estados de paridade negativa, vistos na figura 5.41b, os resultados calculados descrevem a ordem dos spins dos estados excitados para os núcleos $^{64,66}\text{Ga}$, mas o mesmo não ocorre para os núcleos $^{68,70}\text{Ga}$, nos quais há a inversão dos estados 2^- e 4^- .

Figura 5.41: Comparação dos estados excitados experimentais dos isótopos $^{64,66,68,70}\text{Ga}$ (SINGH, 2007; BROWNE; TULI, 2010a; MCCUTCHAN, 2012 e TULI, 2004, respectivamente) de paridade (a) positiva e (b) negativa com os obtidos através do código Antoine utilizando a interação efetiva FPG e o espaço de configuração $f_5p_{g_9}$. As energias dos estados são dadas em keV.

5.1.9 - Funções de onda dos estados excitados dos isótopos duplamente ímpares $^{64,66,68,70}\text{Ga}$ obtidas utilizando as interações JUN45 e FPG

As interações JUN45 e FPG descrevem os estados excitados dos núcleos $^{64,66,68,70}\text{Ga}$ como sendo formados por uma grande mistura de configurações, tal como descrito para os isótopos de Zn, Ge e Ga com número de massa A ímpar na seção 5.1.6. Consequentemente, foi necessário também analisar a ocupação média dos orbitais pelos núcleons de valência para a descrição dos estados excitados dos isótopos duplamente ímpares de Ga.

A ocupação média dos orbitais de valência pelos prótons, no caso do estado 0^+ , visto na figura 5.42, é descrita de modo similar por ambas as interações. Este estado é composto principalmente por 2 prótons ocupando o orbital $2p_{3/2}$ enquanto que o terceiro próton ocupa preferencialmente o orbital $2p_{1/2}$, com exceção dos isótopos $^{64,70}\text{Ga}$. No caso do núcleo ^{64}Ga , ambas as interações indicam igual probabilidade de ocupação dos orbitais $1f_{5/2}$ e $2p_{1/2}$ pelo próton desemparelhado. Para o núcleo ^{70}Ga , o próton desemparelhado ocupa o orbital $2p_{1/2}$ segundo a interação JUN45 (vide figura 5.42a), enquanto que a interação FPG, vista na figura 5.42b, indica que este núcleon ocupa com igual probabilidade os orbitais $1f_{5/2}$ e $1g_{9/2}$. Há ainda excitações de um próton proveniente do orbital $2p_{3/2}$ para estes dois orbitais.

Figura 5.42: ocupação média dos orbitais de prótons para o estado 0^+ utilizando as interações (a) JUN45 e (b) FPG considerando o aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{64,66,68,70}\text{Ga}$.

Os estados de paridade positiva 1^+ , 2^+ , 3^+ e 4^+ , são descritos da mesma forma por ambas as interações, como pode ser visto na figura 5.43 para o estado 1^+ . Para estes estados, a ocupação média é formada por 2 prótons ocupando o orbital $2p_{3/2}$ enquanto que o terceiro próton, proveniente deste orbital, pode ser excitado para o orbital $2p_{1/2}$, no caso dos núcleos

$^{64,66,68}\text{Ga}$. No caso do núcleo ^{64}Ga , há ainda a probabilidade deste próton de ser excitado também para o orbital $1f_{5/2}$. No caso do núcleo ^{70}Ga , a maior probabilidade é que os estados excitados 1^+ , 2^+ , 3^+ e 4^+ sejam formados pelos 3 prótons de valência ocupando o orbital $2p_{3/2}$.

Figura 5.43: ocupação média dos orbitais de prótons para o estado 1^+ utilizando as interações (a) JUN45 e (b) FPG considerando o aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{64,66,68,70}\text{Ga}$.

Para a interação JUN45, o estado 5^+ , visto na figura 5.44a, é formado principalmente por 2 prótons ocupando o orbital $2p_{3/2}$ e 1 próton ocupando o orbital $1f_{5/2}$. Já para a interação FPG (figura 5.44b), este estado é composto principalmente por 2 prótons ocupando o orbital $2p_{3/2}$ e, no caso dos núcleos $^{64,66}\text{Ga}$, eventuais excitações de um próton deste orbital para o orbital $2p_{1/2}$. O próton restante, no caso dos núcleos $^{64,66}\text{Ga}$, ocupa o orbital $1f_{5/2}$, enquanto que para os isótopos $^{68,70}\text{Ga}$, este próton é excitado para o orbital $2p_{1/2}$.

Figura 5.44: ocupação média dos orbitais de prótons para o estado 5^+ utilizando as interações (a) JUN45 e (b) FPG considerando o aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{64,66,68,70}\text{Ga}$.

As interações JUN45 e FPG descrevem de forma semelhante a ocupação média dos orbitais de prótons na formação do estado 6^+ , como pode ser visto na figura 5.45. Este estado, com exceção do núcleo ^{68}Ga , é formado principalmente por 2 prótons ocupando o orbital $2p_{3/2}$

e 1 próton ocupando o orbital $1f_{5/2}$. No caso do núcleo ^{68}Ga , este estado excitado é formado preferencialmente pelos 3 prótons ocupando o orbital $2p_{3/2}$.

Figura 5.45: ocupação média dos orbitais de prótons para o estado 6^+ utilizando as interações (a) JUN45 e (b) FPG considerando o aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{64,66,68,70}\text{Ga}$.

A ocupação média de prótons do estado 9^+ (figura 5.46) é descrita de maneira diversa para as interações JUN45 e FPG, principalmente em relação ao núcleo ^{66}Ga . Para a interação JUN45, cujo resultado pode ser visto na figura 5.46a, o estado 9^+ é formado por 2 prótons ocupando o orbital $2p_{3/2}$, enquanto que, para os núcleos $^{64,66}\text{Ga}$, o orbital $1f_{5/2}$ é ocupado pelo próton restante. Já para os isótopos $^{68,70}\text{Ga}$, este próton é excitado para o orbital $1g_{9/2}$. A interação FPG (figura 5.46b), descreve o estado 9^+ de forma similar à interação JUN45 para os isótopos $^{64,68,70}\text{Ga}$, mas considera que, para o núcleo ^{66}Ga , o estado 9^+ é formado pela excitação do próton para o orbital $1g_{9/2}$, em vez de para o orbital $1f_{5/2}$.

Figura 5.46: ocupação média dos orbitais de prótons para o estado 9^+ utilizando as interações (a) JUN45 e (b) FPG considerando o aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{64,66,68,70}\text{Ga}$.

O estado 11^+ é descrito de maneira diversa segundo as interações JUN45 e FPG. Para a interação JUN45 (figura 5.47a), este estado é formado, no caso dos núcleos $^{64,66}\text{Ga}$, por 1

próton ocupando os orbitais $2p_{3/2}$ e $1g_{9/2}$ e 1 próton, proveniente do orbital $2p_{3/2}$, de ser excitado com iguais probabilidades para os orbitais $1f_{5/2}$ e $2p_{1/2}$. Para os isótopos $^{68,70}\text{Ga}$ o estado 11^+ é formado principalmente por 2 prótons ocupando o orbital $2p_{3/2}$ e 1 próton ocupando o orbital $1f_{5/2}$. Para a interação FPG (figura 5.47b), entretanto, este estado excitado é composto preferencialmente por um próton ocupando os orbitais $2p_{3/2}$ e $1g_{9/2}$. No caso dos núcleos $^{64,66}\text{Ga}$, o próton restante ocupa preferencialmente o orbital $1f_{5/2}$, enquanto que, para os isótopos $^{68,70}\text{Ga}$, este próton possui igual probabilidade de ocupar os orbitais $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$ e $2p_{1/2}$.

Figura 5.47: ocupação média dos orbitais de prótons para o estado 11^+ utilizando as interações (a) JUN45 e (b) FPG considerando o aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{64,66,68,70}\text{Ga}$.

Os estados de paridade negativa 2^- , visto na figura 5.48, 7^- , 9^- possuem a mesma configuração média, segundo as interações JUN45 e FPG. Ambas as interações descrevem que estes estados são formados principalmente por 2 prótons ocupando o orbital $2p_{3/2}$ e 1 próton ocupando o orbital $1f_{5/2}$.

Figura 5.48: Ocupação média dos orbitais de prótons para o estado 2^- utilizando as interações (a) JUN45 e (b) FPG considerando o aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{64,66,68,70}\text{Ga}$.

Para a interação JUN45, os estados 3^- e 8^- também possuem configuração semelhante a dos estados 2^- , 7^- e 9^- , com pode ser visto na figura 5.49a para o estado 8^- . Já para a interação FPG, os estados 3^- e 8^- , visto na figura 5.49b, são descritos como sendo compostos por 1 próton ocupando os orbitais $1f_{5/2}$ e $2p_{3/2}$. No caso do núcleo ^{64}Ga , o terceiro próton pode ser excitado para com igual probabilidade para os orbitais $2p_{1/2}$ e $1g_{9/2}$, enquanto que para os isótopos $^{66,68}\text{Ga}$ este próton possui igual probabilidade de permanecer no orbital $2p_{3/2}$ quanto de ser excitado para o orbital $2p_{1/2}$. No caso do núcleo ^{70}Ga , este próton não é excitado, permanecendo no orbital $2p_{3/2}$.

Figura 5.49: Ocupação média dos orbitais de prótons para o estado 2^- utilizando as interações (a) JUN45 e (b) FPG considerando o aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{64,66,68,70}\text{Ga}$.

Para as interações JUN45 e FPG, os estados 4^- , visto na figura 5.50, 5^- e 6^- possuem a mesma ocupação média de prótons, composta principalmente por 2 prótons ocupando o orbital $2p_{3/2}$. O terceiro próton é excitado principalmente, no caso dos núcleos $^{64,66}\text{Ga}$, para o orbital $1f_{5/2}$, enquanto que, para os isótopos $^{68,70}\text{Ga}$, esta excitação é para o orbital $2p_{1/2}$.

Figura 5.50: ocupação média dos orbitais de prótons para o estado 4^- utilizando as interações (a) JUN45 e (b) FPG considerando o aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{64,66,68,70}\text{Ga}$.

Para a ocupação média dos orbitais pelos nêutrons, a interação JUN45 descreve que o estado 0^+ , visto na figura 5.51a, é formado preferencialmente por 3 nêutrons ocupando o orbital $2p_{3/2}$ e, o restante dos nêutrons ocupam o orbital $1f_{5/2}$. Há a excitação de 1 nêutron para o orbital $2p_{1/2}$, proveniente do orbital $1f_{5/2}$. No caso do núcleo ^{70}Ga , há também a excitação de 1 nêutron para o orbital $2p_{1/2}$ enquanto que o orbital $1g_{9/2}$ possui igual probabilidade de ser ocupado por 2 núcleons ou de permanecer vazio. Já para a interação FPG, o estado 0^+ (figura 5.51b) é composto, no caso dos núcleos $^{64,66}\text{Ga}$, por 3 nêutrons ocupando o orbital $2p_{3/2}$ enquanto que para os isótopos $^{68,70}\text{Ga}$ este orbital é ocupado por 4 nêutrons. O orbital $2p_{1/2}$ é ocupado preferencialmente por um nêutron quando se considera todos os isótopos duplamente ímpares de Ga. O restante dos nêutrons ocupa o orbital $1f_{5/2}$. No caso do núcleo ^{70}Ga , há a excitação de 1 nêutron, proveniente do orbital $1f_{5/2}$, para o orbital $1g_{9/2}$. Neste caso, o estado 0^+ é formado principalmente pelo acoplamento do nêutron e do próton (vide figura 5.42) desemparelhados que ocupam o orbital $1g_{9/2}$.

Figura 5.51: Ocupação média dos orbitais de nêutrons para o estado 0^+ utilizando as interações (a) JUN45 e (b) FPG considerando o aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{64,66,68,70}\text{Ga}$.

Segundo a interação JUN45, os estados excitados 1^+ (figura 5.52a), 2^+ , 3^+ e 4^+ são formados preferencialmente por 3 nêutrons ocupando o orbital $2p_{3/2}$ e, o restante dos nêutrons ocupam o orbital $1f_{5/2}$. Há a excitação de 1 nêutron para o orbital $2p_{1/2}$, proveniente do orbital $1f_{5/2}$. Para a interação FPG, os estados 1^+ (figura 5.52b), 2^+ , 3^+ e 4^+ possuem uma configuração media similar a do estado 0^+ , diferindo somente em relação à ocupação do orbital $1g_{9/2}$ no caso do núcleo ^{70}Ga . No caso dos estados 1^+ , 2^+ , 3^+ e 4^+ , o par de nêutrons ocupa o orbital $2p_{1/2}$ ao invés do orbital $1g_{9/2}$, como acontece com o estado 0^+ .

Figura 5.52: Ocupação média dos orbitais de nêutrons para o estado 1^+ utilizando as interações (a) JUN45 e (b) FPG considerando o aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{64,66,68,70}\text{Ga}$.

A ocupação média dos orbitais de nêutrons do estado 5^+ (figura 5.53a) é descrito pela interação JUN45 como sendo composta por 1 nêutron ocupando o orbital $2p_{1/2}$, enquanto que o orbital $2p_{3/2}$ é ocupado por 2 (^{64}Ga) a 3 ($^{66,68,70}\text{Ga}$) nêutrons. No caso do núcleo ^{68}Ga , pode ocorrer ou não a ocupação do orbital $1g_{9/2}$ por 2 nêutrons enquanto que, para o isótopo ^{70}Ga o orbital $1g_{9/2}$ é efetivamente ocupado pelos 2 nêutrons. Já para a interação FPG, a ocupação média dos orbitais de nêutrons do estado 5^+ (figura 5.53b) é bastante similar a dos estados 1^+ (figura 5.52a), 2^+ , 3^+ e 4^+ , diferindo somente na ocupação dos orbitais para o núcleo ^{64}Ga . No caso do estado 5^+ , os orbitais $2p_{3/2}$ e $1f_{5/2}$ são ocupados por 2 nêutrons, enquanto que o nêutron desemparelhado ocupa o orbital $2p_{1/2}$.

Figura 5.53: Ocupação média dos orbitais de nêutrons para o estado 5^+ utilizando as interações (a) JUN45 e (b) FPG considerando o aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{64,66,68,70}\text{Ga}$.

Para a interação JUN45, o estado excitado 6^+ (figura 5.54a) é composto por 1 nêutron ocupando o orbital $2p_{1/2}$, 2 nêutrons ocupando o orbital $2p_{3/2}$ no caso do núcleo ^{64}Ga e 3 ocupando este mesmo orbital no caso dos isótopos $^{66,68,70}\text{Ga}$. O restante dos nêutrons é

distribuído no orbital $1f_{5/2}$, com exceção do núcleo ^{70}Ga , em que o orbital $1g_{9/2}$ também é ocupado por 2 núcleons. Já segundo a interação FPG, o estado 6^+ (figura 5.54b) possui a mesma configuração média dos orbitais de nêutrons do estado 5^+ (figura 5.53b), com exceção da ocupação do orbital $1g_{9/2}$ para o núcleo ^{70}Ga . Para o estado 6^+ , o orbital $1g_{9/2}$ pode permanecer vazio ou ser ocupado por 2 nêutrons.

Figura 5.54: Ocupação média dos orbitais de nêutrons para o estado 6^+ utilizando as interações (a) JUN45 e (b) FPG considerando o aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{64,66,68,70}\text{Ga}$.

Para a ocupação média dos orbitais pelos nêutrons do estado 9^+ , a interação JUN45 (figura 5.55a) indica que este estado possui uma configuração semelhante a do estado 6^+ , com exceção da ocupação do orbital $1g_{9/2}$ dos isótopos $^{68,70}\text{Ga}$. Para o núcleo ^{68}Ga , o orbital $1g_{9/2}$ é ocupado por 1 nêutron enquanto que para o núcleo ^{70}Ga este orbital é ocupado por 1 ou 3 nêutrons. No caso da interação FPG (figura 5.55b), o estado 9^+ é formado por 1 nêutron ocupando o orbital $2p_{1/2}$, de 2 a 3 nêutrons ocupando o orbital $2p_{3/2}$ e o restante distribuído no orbital $1f_{5/2}$. No caso dos isótopos $^{66,68,70}\text{Ga}$, o orbital $1g_{9/2}$ é ocupado por um nêutron. O fato do orbital $1g_{9/2}$ ser ocupado por um número ímpar de nêutrons e por 1 próton (vide figura 5.46) para os isótopos $^{68,70}\text{Ga}$ considerando a interação JUN45 e $^{66,68,70}\text{Ga}$ considerando a interação FPG indica que o estado 9^+ é formado pelo acoplamento do próton e nêutron desemparelhado ocupando este orbital.

Figura 5.55: Ocupação média dos orbitais de nêutrons para o estado 9^+ utilizando as interações (a) JUN45 e (b) FPG considerando o aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{64,66,68,70}\text{Ga}$.

O estado 11^+ , visto na figura 5.56a, é descrito pela interação JUN45 como sendo formado pela ocupação simultânea dos orbitais $2p_{3/2}$ e $1f_{5/2}$, enquanto que o orbital $1g_{9/2}$ é ocupado por 1 nêutron, no caso dos núcleos $^{64,66}\text{Ga}$ e por 2 nêutrons no caso dos isótopos $^{68,70}\text{Ga}$. Para a interação FPG (figura 5.56b), este estado excitado é composto por 1 nêutron ocupando o orbital $1g_{9/2}$, enquanto que o resto é distribuído entre os orbitais $2p_{3/2}$ e $1f_{5/2}$. No caso dos núcleos $^{68,70}\text{Ga}$, há ainda a ocupação do orbital $2p_{1/2}$ por 1 nêutron. Assim como acontece para o estado 9^+ , o estado 11^+ também é formado pelo acoplamento do nêutron e do próton (figura 5.47) desemparelhados no caso dos núcleos $^{64,66}\text{Ga}$ (interação JUN45) e de todos os isótopos duplamente ímpares de Ga (interação FPG).

Figura 5.56: Ocupação média dos orbitais de nêutrons para o estado 11^+ utilizando as interações (a) JUN45 e (b) FPG considerando o aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{64,66,68,70}\text{Ga}$.

Para os estados de paridade negativa, a interação JUN45 descreve a mesma ocupação média de orbitais pelos nêutrons para os estados 2^- (figura 5.57a), 3^- , 7^- , 8^- e 9^- . Estes estados são formados por uma ocupação média de 1 nêutron ocupando o orbital $1g_{9/2}$ e, no caso do

núcleo ^{70}Ga , há ainda excitações de 1 ou 3 nêutrons para este orbital. Os estados $2p_{3/2}$ e $1f_{5/2}$ são preenchidos simultaneamente, mas, no caso do núcleo ^{70}Ga , há a preferência por preencher o orbital $1f_{5/2}$ ao invés de preencher completamente o orbital $2p_{3/2}$. A interação FPG, vista na figura 5.57b, descreve de forma semelhante a ocupação média destes estados excitados, diferindo somente na descrição do núcleo ^{70}Ga , em que o orbital $1g_{9/2}$ é ocupado por somente um nêutron.

Figura 5.57: Ocupação média dos orbitais de nêutrons para o estado 2^- utilizando as interações (a) JUN45 e (b) FPG considerando o aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{64,66,68,70}\text{Ga}$.

Os estados 4^- (figura 5.58), 5^- e 6^- , segundo as interações JUN45 e FPG, também são formados pelos nêutrons distribuídos simultaneamente nos orbitais $1f_{5/2}$ e $2p_{3/2}$, enquanto que o orbital $1g_{9/2}$ é ocupado por um nêutron. Ambas as interações diferem apenas na descrição do núcleo ^{70}Ga , em que, para a interação JUN45, o orbital $1f_{5/2}$ é ocupado em média por 5 nêutrons, enquanto que para a interação FPG este nêutron é excitado para o orbital $2p_{1/2}$.

Figura 5.58: Ocupação média dos orbitais de nêutrons para o estado 4^- utilizando as interações (a) JUN45 e (b) FPG considerando o aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{64,66,68,70}\text{Ga}$.

5.1.10 - Momentos de quadrupolo, dipolo e probabilidades de transição reduzida $B(E2)$ e $B(M1)$

Estudar os momentos elétricos e magnéticos, assim como as probabilidades de transição reduzidas, são um bom teste para as funções de onda obtidas com um modelo, uma vez que se conhece muito bem a interação eletromagnética (BOHR; MOTTELSON, 1998, p. 332).

O momento de quadrupolo elétrico é uma medida de quanto a distribuição nuclear de carga desvia da simetria esférica e é dado pela equação 5.1 (HEYDE, 1994, p. 168), enquanto que o momento de dipolo magnético, visto na equação 5.2 (HEYDE, 1994, p. 174), resulta em um teste sensível do esquema de acoplamento nuclear, devido a grande diferença existente entre os fatores giromagnéticos associados aos vários componentes do momento angular total do núcleo, dados pelos momentos angulares orbital dos prótons e de spin dos prótons e nêutrons.

$$Q = \begin{pmatrix} J & 2 & J \\ -J & 0 & J \end{pmatrix} \sqrt{\frac{16\pi}{5}} \langle J \| \sum_{i=1}^A \frac{\tilde{e}_i}{e} r_i Y_2(\theta_i, \phi_i) \| J \rangle \quad (\text{Equação 5.1})$$

$$\mu = \frac{J}{(J(J+1)(2J+1))^{1/2}} \langle J \| \sum_{i=1}^A \{ g_l(i) \mathbf{j}_i + (g_s(i) - g_l(i)) \mathbf{s}_i \} \| J \rangle \quad (\text{Equação 5.2})$$

Onde:

J é o momento angular total do núcleo,

$\mathbf{j}_i$ é o momento angular total do núcleon,

$\mathbf{s}_i$ é o momento angular de spin do núcleon,

A é a quantidade total de núcleons ,

$\tilde{e}_i$ é a carga efetiva do núcleon,

$Y_2(\theta_i, \phi_i)$ é um Harmônico Esférico,

$g_l(i)$ é o fator giromagnético orbital do núcleon,

$g_s(i)$ é o fator giromagnético de spin do núcleon,

r_i, θ_i, ϕ_i é a posição do núcleon dentro do núcleo.

As probabilidades de transição reduzidas do decaimento nuclear via emissão de radiação gama, B(E2) e B(M1), são os melhores indicadores do spin e paridade dos estados excitados de um núcleo, constituindo outro bom teste para as funções de onda. Assim, calcular as probabilidades de transição reduzidas B(E2) e B(M1), dadas pelas equações 5.3 e 5.4 (HEYDE, 1994, p. 157 e 158) e comparar com os resultados experimentais é um bom modo de testar as funções de onda obtidas com as interações efetivas JUN45 e FPG.

$$B(M1, J_i \rightarrow J_f) = \frac{1}{2J_i + 1} \left\langle J_f \left\| \sum_{i=1}^A \left(\frac{\sqrt{3}\hbar}{mc} \right) \left\{ \frac{\tilde{e}_i}{2e} [Y_0(\theta_i, \varphi_i) \otimes j_i] + \right. \right. \right. \quad (\text{Equação 5.3})$$

$$\left. \left. + \frac{1}{2} \left(g_s(i) - \frac{\tilde{e}_i}{2e} \right) \times [Y_0(\theta_i, \varphi_i) \otimes s_i] \right\} \right\| J_i \right\rangle^2$$

$$B(E2, J_i \rightarrow J_f) = \frac{1}{2J_i + 1} \left\langle J_f \left\| \sum_{i=1}^A \left(\frac{\tilde{e}_i}{e} \right) r_i^2 Y_2(\theta_i, \varphi_i) \right\| J_i \right\rangle^2 \quad (\text{Equação 5.4})$$

Onde:

J_i é o momento angular total do estado inicial,

J_f é o momento angular total do estado final,

A é a quantidade total de núcleons ,

m é a massa do núcleon,

j_i é o momento angular total do núcleon,

s_i é o momento angular de spin do núcleon,

$\tilde{e}_i$ é a carga efetiva do núcleon,

$Y_{0,2}(\theta_i, \varphi_i)$ são os Harmônicos Esféricos,

$g_s(i)$ é o fator giromagnético de spin do núcleon,

r_i, θ_i, φ_i é a posição do núcleon dentro do núcleo.

Os parâmetros utilizados como dados de entrada para calcular os momentos de quadrupolo elétrico e dipolo magnético, assim como as probabilidades de transição reduzidas com o código Antoine e as interações JUN45 e FPG foram: carga efetiva ($\tilde{e}$) igual a 0,5e para nêutrons e 1,5e para prótons, fator giromagnético de spin igual a -3,826 para nêutrons e 5,586 para prótons e fator giromagnético orbital igual a 0,0 para nêutrons e 1,0 para prótons.

O núcleo ^{66}Ga possui um estado isomérico 7^- medido neste trabalho (vide seção 3.6) com valor de meia vida igual a $T_{1/2} = 58,1 (12)$ ns, que decai por 2 transições: uma transição do tipo E2 com energia $E_\gamma = 113,7 (2)$ keV e uma transição E1 com energia $E_\gamma = 600,9 (2)$ keV. A partir da vida média do estado excitado, das intensidades das transições que depopulam o estado isomérico, é possível estimar a probabilidade de transição reduzida $B(E2)$ proveniente dos valores experimentais, conforme a equação 5.5 (WONG, 1998):

$$B(E2)_{\text{exp}} = \frac{\ln(2) \cdot B}{1,23 \cdot 10^9 \cdot T_{1/2} \cdot E_\gamma^5} \text{ e}^2 \text{fm}^4 \quad (\text{Equação 5.5})$$

Onde:

$T_{1/2}$ é a meia vida do estado isomérico, em s.

E_γ é a energia da transição E2 que depopula o estado isomérico, em MeV.

B é o “*branching ratio*” da transição E2.

Experimentalmente, existem poucas informações disponíveis para os isótopos $^{64,66,68,70}\text{Ga}$ sobre os momentos de quadrupolo elétrico e dipolo magnético, assim como das probabilidades de transição reduzidas, não permitindo um teste mais rigoroso das funções de onda obtidas com as interações efetivas JUN45 e FPG. Os resultados obtidos para os momentos de quadrupolo elétrico e dipolo magnético, em comparação com os resultados experimentais existentes, podem ser vistos na tabela 5.1 enquanto que as probabilidades de transição reduzidas $B(E2)$ e $B(M1)$ podem ser vistas na tabela 5.2.

Para o núcleo ^{64}Ga , os momentos de dipolo magnético e de quadrupolo elétrico não são conhecidos para nenhum dos estados (vide tabela 5.1), não sendo assim possível testar as funções de onda para este núcleo. Para o núcleo ^{66}Ga , as interações FPG e JUN45 fornecem praticamente o mesmo valor para os momentos de dipolo magnético do estado excitado 2^+ . Experimentalmente, o sinal do momento de dipolo magnético para este estado não é conhecido, mas os valores obtidos com as duas interações, em módulo, são compatíveis com esse valor experimental. O mesmo ocorre para o estado excitado 9^+ desse núcleo. Já para o estado isomérico 7^- do núcleo ^{66}Ga , as interações FPG e JUN45 fornecem os momentos de quadrupolo elétrico com valores muito similares e indicam um sinal negativo para o momento de quadrupolo elétrico, enquanto que o momento de dipolo magnético deste estado não é

descrito por nenhuma das interações. O mesmo ocorre na descrição dos momentos de dipolo magnético e de quadrupolo elétrico para o estado isomérico 7^- do núcleo ^{68}Ga . O momento de dipolo elétrico do estado 1^+ do núcleo ^{68}Ga também não é descrito por nenhuma interação, pois mesmo não se conhecendo experimentalmente o sinal do momento de dipolo, as interações FPG e JUN45 fornecem um valor 100 e 10 vezes maior do que o valor experimental, respectivamente. Já o momento de quadrupolo deste estado é melhor descrito pela interação FPG, considerando um valor experimental negativo. Para o núcleo ^{70}Ga , somente o momento de dipolo magnético do estado isomérico 4^- é conhecido e o resultado obtido com a interação JUN45 consegue descrever bem este valor.

Tabela 5.1: Momentos de dipolo (μ) e de quadrupolo (Q) experimentais (EXP) (STONE, 2011) e calculados utilizando o código Antoine e as interações efetivas FPG e JUN45. Nesta tabela, quando os sinais dos momentos de quadrupolo e dipolo experimentais são explicitados, é porque foram determinados diretamente dos experimentos compilados por Stone (2011). Quando isto não ocorre, nenhum sinal é indicado. As energias dos estados excitados (em keV) e valores de spins são os obtidos neste trabalho, exceto quando indicado.

Núcleo	J^π	Energia do estado (keV)	Momento Magnético (μ_N)			Momento de Quadrupolo (eb)		
			μ_{exp}	μ_{FPG}	μ_{JUN45}	Q_{exp}	Q_{FPG}	Q_{JUN45}
^{64}Ga								
^{66}Ga	2^+ (a)	66,139 (19) ^(a)	1,01 (2)	+2,476	+2,948			
	(9^+)	3041,86 (15)	4,2 (9)	+4,637	+4,623			
	(7^-)	1462,41 (19)	+0,89 (2)	-1,111	-1,324	0,78 (4)	-0,577	-0,525
^{68}Ga	1^+ (b)	0,0 ^(b)	0,01175	+1,801	+0,156	0,0277 (14)	-0,015	-0,005
	7^- (b)	1229,87 (4) ^(b)	+0,72 (2)	-1,093	-1,102	0,72 (2)	-0,600	-0,522
^{70}Ga	4^- (c)	877,97 (22)	-0,26 (10)	+0,321	-0,136			

(a) Browne; Tuli (2010a).

(b) McCutchan (2012).

(c) Tuli (2004).

As probabilidades de transição reduzidas de dipolo magnético $B(M1)$ e de quadrupolo elétrico $B(E2)$, vistas na tabela 5.2, são descritas de modo similar pelas interações FPG e JUN45. Em comparação com o resultado experimental para o estado 7^- do núcleo ^{66}Ga , cujo valor obtido neste trabalho é de $B(E2)_{\text{EXP}} = 242 (6) \text{ e}^2\text{fm}^4$, ambas as interações descrevem a ordem de grandeza do valor experimental. A interação JUN45, no entanto, consegue descrever a ordem de grandeza da maioria dos valores conhecidos para cada transição, o que não ocorre com a interação FPG.

Tabela 5.2: Probabilidades de transição reduzida eletromagnética $B(E2)$ e magnética $B(M1)$ experimentais (EXP) (SINGH, 2007; BROWNE; TULI, 2010a; MCCUTCHAN, 2012 e TULI, 2004) e calculadas utilizando o código Antoine e as interações efetivas FPG e JUN45. E_i e E_f são as energias (em keV) dos estados inicial e final, respectivamente.

núcleo	$E_i \rightarrow E_f$ (keV)	E_γ (keV)	B(E2)	B(E2)	B(E2)	B(M1)	B(M1)	B(M1)
			EXP. ($e^2\text{fm}^4$)	FPG ($e^2\text{fm}^4$)	JUN45 ($e^2\text{fm}^4$)	EXP. (μ_N^2)	FPG (μ_N^2)	JUN45 (μ_N^2)
⁶⁴ Ga	42,85(8) ^(a) $\rightarrow$ 0,0	42,89 (10) ^(a)	10,2 (5)	1	2			
	128,05 (10) ^(a) $\rightarrow$ 0,0	128,2 (2) ^(a)				0,0016 (4)	0,0008	0,0016
	170,6 (4) $\rightarrow$ 42,85(8) ^(a)	127,25 (3)	$\approx$ 280	62	58	$\approx$ 0,0061	0,0779	0,0049
⁶⁶ Ga	66,139 (19) ^(b) $\rightarrow$ 43,812 (16) ^(b)	22,33 (5) ^(b)				0,0218 (21)	0,4947	0,0118
	43,812 (16) ^(b) $\rightarrow$ 0,0	43,81 (3) ^(b)				0,0154(9)	0,0110	0,4499
	1462,41 (19) $\rightarrow$ 1349,24 (18)	113,10 (6)	242 (6) ^(e)	258	302			
⁶⁸ Ga	414,14 (16) $\rightarrow$ 161,78 (14)	252,37 (4)				> 0,0012	0,5476	0,2602
	1229,87 (4) ^(c) $\rightarrow$ 1103,52 (3) ^(c)	126,35 (3) ^(c)	279 (21)	150	171			
	1231,8 (3) $\rightarrow$ 1032, 5 (3)	199,35 (7)				> 0,0011	2,4485	1,0692
⁷⁰ Ga	1368,3 (4) $\rightarrow$ 1231,8 (3)	136,49 (4)				> 0,0029	0,0215	0,0123
	877,97 (22) $\rightarrow$ 690,69 (16)	187,28 (3)	82 (15)	51	40			

(a) Singh (2007).

(d) Tuli (2004).

(b) Browne; Tuli (2010a).

(e) Transição medida neste trabalho (vide seção 3.6).

(c) McCutchan (2012).

5.1.11 – Comparação dos resultados obtidos com as interações JUN45 e FPG para os isótopos duplamente ímpares de Ga

Ao se comparar os resultados obtidos com a interação JUN45 (seção 5.1.8.1) com aqueles obtidos com a interação FPG (seção 5.1.8.2), nota-se que a interação JUN45 descreve sistematicamente melhor os estados excitados dos isótopos duplamente ímpares de Ga, mesmo sabendo-se que esta interação não consegue descrever os estados de paridade positiva dos isótopos de Ga com número de massa A ímpar, como visto na seção 5.1.1. Tanto a interação JUN45 quanto a interação FPG mostram que as funções de onda dos estados excitados de paridade negativa destes núcleos são formadas preferencialmente pela excitação de pelo menos um nêutron para o orbital $1g_{9/2}$, enquanto que a excitação do próton desemparelhado não é favorecida.

Observando-se os resultados apresentados na seção 5.1.10 para aos momentos de dipolo magnético e de quadrupolo elétrico, assim como as probabilidades de transição reduzidas $B(E2)$ e $B(M1)$, nota-se que nenhuma das interações consegue descrever todos os resultados conhecidos para os núcleos ^{64,66,68,70}Ga. Ambas as interações descrevem de modo similar a maioria dos valores dos momentos de dipolo magnético e de quadrupolo elétrico,

além dos valores das probabilidades de transição reduzidas $B(E2)$ e $B(M1)$. As interações JUN45 e FPG descrevem bem a ordem de grandeza da probabilidade de transição reduzida $B(E2)$ da transição E2 proveniente do estado isomérico 7^- do núcleo ^{66}Ga , porém neste caso particular a interação FPG descreve melhor o valor experimental.

5.1.12 - Contribuição das funções de onda dos estados formados por um próton/nêutron desemparelhado nas funções de onda dos isótopos $^{64,66,68,70}\text{Ga}$

Estimar a contribuição da interação próton-nêutron na formação dos estados excitados dos núcleos $^{64,66,68,70}\text{Ga}$ não é tarefa simples. Estes isótopos possuem muitos núcleons de valência, fora de camada fechada ($Z=N=28$), e as contribuições dos orbitais acima desta camada alteram de maneira complexa a formação dos estados excitados, resultando em uma grande mistura de configurações na composição das funções de onda (seção 5.1.9). Mesmo os núcleos dessa região com número de massa A ímpar, em que se esperaria que os estados excitados fossem em sua maioria resultantes da excitação do núcleon desemparelhado, apresentam grande mistura de configurações, como visto na seção 5.1.6.

Estimar a contribuição da interação próton-nêutron na formação dos estados excitados dos isótopos $^{64,66,68,70}\text{Ga}$, quando estes apresentam grande mistura de configurações, requer determinar quais são as contribuições individuais de uma configuração de prótons (nêutrons)¹⁷ nas funções de onda dos estados excitados dos núcleos desta região. Se a função do estado excitado de um núcleo é dada por uma mistura de configurações da ocupação de prótons e nêutrons:

$$|\Psi_{\text{estado}}\rangle = a_1|p_1\rangle|n_1\rangle + a_2|p_2\rangle|n_2\rangle + a_3|p_3\rangle|n_3\rangle + a_4|p_4\rangle|n_4\rangle + \dots \quad (\text{Equação 5.6})$$

E, por exemplo, $|p_1\rangle|n_1\rangle$ e $|p_3\rangle|n_3\rangle$ possuem a mesma configuração de prótons, isto é, $|p_1\rangle = |p_3\rangle$, então considerou-se que a probabilidade de se ter a configuração de prótons $|p_1\rangle$ na formação da função de onda do estado excitado é de:

¹⁷ A configuração de prótons (nêutrons) é a quantidade de núcleons que ocupam os orbitais do espaço de configurações. No caso do espaço $f_{5/2}g_9$, a configuração de prótons $|1\ 1\ 1\ 0\rangle$ indica que 1 próton ocupa os orbitais $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$, $2p_{1/2}$, respectivamente, enquanto que o orbital $1g_{9/2}$ não é ocupado.

$$P_{|p_1\rangle} = a_1^2 + a_3^2 \quad (\text{Equação 5.7})$$

Esta estimativa da contribuição individual de uma determinada configuração de prótons/nêutrons nos isótopos duplamente ímpares de Ga e nos núcleos de Zn, Ga e Ge com A ímpar permite verificar quais são as principais configurações de núcleons na função de onda dos estados excitados, como mostra a tabela 5.3, em que esta estimativa é exemplificada para a configuração de prótons do núcleo ^{63}Ga e para a configuração de nêutrons do núcleo ^{63}Zn para o estado $3/2^-$, obtidas com a interação JUN45. Dos resultados apresentados na tabela 5.3, nota-se que as principais configurações de prótons do estado $3/2^-$ são dadas por $|2\ 0\ 1\ 0\rangle$, $|2\ 1\ 0\ 0\rangle$ e $|3\ 0\ 0\ 0\rangle$, enquanto que as principais configurações de nêutrons para o mesmo estado do núcleo ^{63}Zn são dadas por $|2\ 30\ 0\rangle$, $|3\ 1\ 1\ 0\rangle$ e $|3\ 2\ 0\ 0\rangle$.

Tabela 5.3: Configurações das funções de onda do estado $3/2^-$ para a configuração de prótons do núcleo ^{63}Ga e configuração de nêutrons do núcleo ^{63}Zn para a interação JUN45. Nesta tabela, N_p e N_n representam o número de funções de onda em que determinada configuração de prótons (N_p) ou nêutrons (N_n) aparece, P_p e P_n são as contribuições totais, dadas em %, de uma determinada configuração na descrição dos estados para prótons e nêutrons, respectivamente; $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$, $2p_{1/2}$ e $1g_{9/2}$ são os orbitais em que é permitido excitar os núcleons, sendo que os números nestas colunas representam a quantidade de núcleons que ocupam cada orbital.

Núcleo	Interação JUN45											
	Configuração de Prótons						Configuração de Nêutrons					
	N_p	$P_p(\%)$	$2p_{3/2}$	$1f_{5/2}$	$2p_{1/2}$	$1g_{9/2}$	N_n	$P_n(\%)$	$2p_{3/2}$	$1f_{5/2}$	$2p_{1/2}$	$1g_{9/2}$
^{63}Ga	2	4,85	1	1	1	0						
	1	1,45	1	2	0	0						
	1	1,31	2	0	0	1						
	7	14,53	2	0	1	0						
	4	15,12	2	1	0	0						
	7	32,88	3	0	0	0						
^{63}Zn							1	1,36	1	2	0	2
							1	1,52	1	2	2	0
							1	2,36	1	3	1	0
							1	1,25	2	2	0	1
							2	0,09	2	2	1	0
							2	8,69	2	3	0	0
							1	1,63	3	0	0	2
							1	3,63	3	0	2	0
							3	11,03	3	1	1	0
							6	38,42	3	2	0	0

Para determinar a variação da contribuição das configurações individuais de uma determinada configuração de prótons/nêutrons desemparelhados nos isótopos duplamente ímpares de Ga, considerou-se um modelo em que as funções de onda de um estado excitado de um núcleo duplamente ímpar são formadas a partir da combinação das funções de onda dos estados excitados dos núcleos com número de massa A ímpar da vizinhança, com número de prótons/nêutrons iguais ao núcleo duplamente ímpares, como visto na equação 5.8. Neste modelo, considerou-se que a interação entre prótons e nêutrons é pequena, não contribuindo na formação dos estados excitados. Consequentemente, para a formação dos estados excitados dos isótopos $^{64,66,68,70}\text{Ga}$ pode-se considerar dois tipos de acoplamento dos sistemas formados pela excitação do núcleon desemparelhado: $^{A=\text{ímpar}}\text{Ga} \otimes ^{A=\text{ímpar}}\text{Zn}$ ou $^{A=\text{ímpar}}\text{Ga} \otimes ^{A=\text{ímpar}}\text{Ge}$.

$$|\Psi_{\text{odd-odd}}\rangle = |\Psi_{\text{odd p}}\rangle \otimes |\Psi_{\text{odd n}}\rangle \quad (\text{Equação 5.8})$$

Em que:

$|\Psi_{\text{odd-odd}}\rangle$ é a função de onda do núcleo duplamente ímpar;

$|\Psi_{\text{odd p}}\rangle$ é a função de onda dos prótons, obtida a partir do núcleo com número ímpar de prótons;

$|\Psi_{\text{odd n}}\rangle$ é a função de onda dos nêutrons, obtida a partir do núcleo com número ímpar de nêutrons;

A combinação das funções de onda dos núcleos com número de massa A ímpar para formar a função de onda dos isótopos $^{64,66,68,70}\text{Ga}$ foi feita considerando o spin dos estados individuais, isto é, para formar o estado fundamental 0^+ pertencente ao núcleo ^{64}Ga , por exemplo, pode-se considerar o acoplamento dos estados excitados de paridade negativa do núcleo ímpar em prótons ^{63}Ga com os estados de um dos núcleos ímpares em nêutrons ^{63}Zn ou ^{65}Ge , como pode ser visto na tabela 5.4. Dos resultados obtidos nesta tabela, nota-se que desta combinação resultam 5 estados possíveis com spin 0^+ . Assim, a contribuição individual de prótons/nêutrons, provenientes somente da excitação do núcleon desemparelhado, na função de onda do estado 0^+ , por exemplo, poderia ser formada pela parte em prótons (nêutrons) do estado $1/2^-$ do núcleo $^{63}\text{Ga} (^{63}\text{Zn})$.

Tabela 5.4: Possíveis acoplamentos dos estados excitados de paridade negativa $1/2^-$, $3/2^-$, $5/2^-$, $7/2^-$ e $9/2^-$ do núcleo ímpar em prótons ^{63}Ga com os estados excitados de paridade negativa $1/2^-$, $3/2^-$, $5/2^-$, $7/2^-$ e $9/2^-$ dos núcleos ímpares em nêutrons ^{63}Zn ou ^{63}Ge para formação do estado 0^+ pertencente ao núcleo ^{64}Ga .

Estado do Núcleo Ímpar-Ímpar ^{64}Ga	Acoplamento dos Estados de Paridade Negativa dos Núcleos com Número de Massa (A) Ímpar ^{63}Ga com ^{63}Zn ou ^{65}Ge
$(0^+)_{64}\text{Ga}$	$(1/2^-)_{63}\text{Ga} \otimes (1/2^-)_{63}\text{Zn ou } ^{65}\text{Ge}$
	$(3/2^-)_{63}\text{Ga} \otimes (3/2^-)_{63}\text{Zn ou } ^{65}\text{Ge}$
	$(5/2^-)_{63}\text{Ga} \otimes (5/2^-)_{63}\text{Zn ou } ^{65}\text{Ge}$
	$(7/2^-)_{63}\text{Ga} \otimes (7/2^-)_{63}\text{Zn ou } ^{65}\text{Ge}$
	$(9/2^-)_{63}\text{Ga} \otimes (9/2^-)_{63}\text{Zn ou } ^{65}\text{Ge}$

Comparando-se as funções de onda para cada estado excitado, pôde-se determinar qual acoplamento de estados de prótons e de nêutrons, $^{A=\text{ímpar}}\text{Ga} \otimes ^{A=\text{ímpar}}\text{Zn}$ ou $^{A=\text{ímpar}}\text{Ga} \otimes ^{A=\text{ímpar}}\text{Ge}$, descreve melhor as funções de onda dos estados excitados dos isótopos duplamente ímpares de Ga, como pode ser vista na tabela 5.5. As funções de onda dos estados excitados consideradas foram as obtidas utilizando a interação JUN45 e, nos casos em que mais de uma configuração poderia descrever os estados dos isótopos duplamente ímpares, os estados de mais baixa energia foram escolhidos.

Os resultados obtidos na tabela 5.5 mostram que os estados excitados dos isótopos duplamente ímpares de Ga não podem ser descritos exclusivamente por um tipo de acoplamento: $^{A=\text{ímpar}}\text{Ga} \otimes ^{A=\text{ímpar}}\text{Zn}$ ou $^{A=\text{ímpar}}\text{Ga} \otimes ^{A=\text{ímpar}}\text{Ge}$, indicando que pode ter ocorrido uma mudança no espaço de configurações à medida que este espaço é preenchido por prótons e nêutrons, como mostram principalmente os resultados obtidos para o núcleo ^{70}Ga . Para descrever os estados excitados deste núcleo, foi necessário considerar também acoplamentos de prótons dos estados excitados do núcleo ^{71}Ga , além dos provenientes no núcleo ^{69}Ga , indicando que pode haver uma interação de emparelhamento (“*pairing*”) entre o orbital de nêutron $2p_{1/2}$ com os orbitais $2p_{3/2}$ e $1f_{5/2}$ de prótons, capaz de alterar a configuração mais provável de prótons quando o orbital $1p_{1/2}$ é ocupado. Para os isótopos $^{64,66,68}\text{Ga}$, em que a camada pf de nêutrons está longe de ser preenchida totalmente, nota-se que os estados excitados de paridade positiva do ^{64}Ga são descritos em sua maioria pelo acoplamento $^{A=\text{ímpar}}\text{Ga} \otimes ^{A=\text{ímpar}}\text{Zn}$, enquanto que os estados de paridade negativa são descritos pelo acoplamento $^{A=\text{ímpar}}\text{Ga} \otimes ^{A=\text{ímpar}}\text{Ge}$. Já para os isótopos $^{66,68}\text{Ga}$ acontece o oposto: os estados de paridade positiva são descritos em sua maioria pelo acoplamento $^{A=\text{ímpar}}\text{Ga} \otimes ^{A=\text{ímpar}}\text{Ge}$ enquanto que os estados de paridade negativa são descritos em sua maioria pelo acoplamento $^{A=\text{ímpar}}\text{Ga} \otimes ^{A=\text{ímpar}}\text{Zn}$.

Tabela 5.5: Spin e paridade (J^π) do estado excitado dos isótopos $^{64,66,68,70}\text{Ga}$ e os acoplamentos dos estados excitados de prótons, provenientes dos isótopos de $^{A=\text{ímpar}}\text{Ga}$, com os estados excitados de nêutrons, provenientes dos isótopos de $^{A=\text{ímpar}}\text{Zn}$ ou $^{A=\text{ímpar}}\text{Ge}$, que melhor descrevem as funções de onda dos isótopos duplamente ímpares de Ga. Nesta tabela, os estados de prótons são denominados por “ π ” enquanto que os de nêutrons são denominados por “ ν ”.

J^π	Acoplamento (^{64}Ga)	Acoplamento (^{66}Ga)	Acoplamento (^{68}Ga)	Acoplamento (^{70}Ga)
0^+	$\pi\left(\frac{3^-}{2}\right)_{63\text{Ga}} \otimes \nu\left(\frac{3^-}{2}\right)_{63\text{Zn}}$	$\pi\left(\frac{3^-}{2}\right)_{65\text{Ga}} \otimes \nu\left(\frac{3^-}{2}\right)_{67\text{Ge}}$	$\pi\left(\frac{3^-}{2}\right)_{67\text{Ga}} \otimes \nu\left(\frac{3^-}{2}\right)_{69\text{Ge}}$	$\pi\left(\frac{1^-}{2}\right)_{69\text{Ga}} \otimes \nu\left(\frac{1^-}{2}\right)_{71\text{Ge}}$
1^+	$\pi\left(\frac{1^-}{2}\right)_{63\text{Ga}} \otimes \nu\left(\frac{3^-}{2}\right)_{65\text{Ge}}$	$\pi\left(\frac{3^-}{2}\right)_{65\text{Ga}} \otimes \nu\left(\frac{5^-}{2}\right)_{67\text{Ge}}$	$\pi\left(\frac{3^-}{2}\right)_{63\text{Ga}} \otimes \nu\left(\frac{5^-}{2}\right)_{69\text{Ge}}$	$\pi\left(\frac{3^-}{2}\right)_{71\text{Ga}} \otimes \nu\left(\frac{1^-}{2}\right)_{71\text{Ge}}$
2^+	$\pi\left(\frac{3^-}{2}\right)_{63\text{Ga}} \otimes \nu\left(\frac{7^-}{2}\right)_{63\text{Zn}}$	$\pi\left(\frac{3^-}{2}\right)_{65\text{Ga}} \otimes \nu\left(\frac{5^-}{2}\right)_{67\text{Ge}}$	$\pi\left(\frac{3^-}{2}\right)_{67\text{Ga}} \otimes \nu\left(\frac{5^-}{2}\right)_{69\text{Ge}}$	$\pi\left(\frac{3^-}{2}\right)_{71\text{Ga}} \otimes \nu\left(\frac{1^-}{2}\right)_{71\text{Ge}}$
3^+	$\pi\left(\frac{3^-}{2}\right)_{63\text{Ga}} \otimes \nu\left(\frac{5^-}{2}\right)_{65\text{Ge}}$	$\pi\left(\frac{3^-}{2}\right)_{65\text{Ga}} \otimes \nu\left(\frac{5^-}{2}\right)_{67\text{Ge}}$	$\pi\left(\frac{3^-}{2}\right)_{67\text{Ga}} \otimes \nu\left(\frac{3^-}{2}\right)_{69\text{Ge}}$	$\pi\left(\frac{3^-}{2}\right)_{69\text{Ga}} \otimes \nu\left(\frac{5^-}{2}\right)_{71\text{Ge}}$
4^+	$\pi\left(\frac{7^-}{2}\right)_{63\text{Ga}} \otimes \nu\left(\frac{7^-}{2}\right)_{63\text{Zn}}$	$\pi\left(\frac{3^-}{2}\right)_{65\text{Ga}} \otimes \nu\left(\frac{5^-}{2}\right)_{67\text{Ge}}$	$\pi\left(\frac{3^-}{2}\right)_{67\text{Ga}} \otimes \nu\left(\frac{5^-}{2}\right)_{69\text{Ge}}$	$\pi\left(\frac{3^-}{2}\right)_{71\text{Ga}} \otimes \nu\left(\frac{5^-}{2}\right)_{71\text{Ge}}$
5^+	$\pi\left(\frac{9^-}{2}\right)_{63\text{Ga}} \otimes \nu\left(\frac{5^-}{2}\right)_{63\text{Zn}}$	$\pi\left(\frac{9^-}{2}\right)_{65\text{Ga}} \otimes \nu\left(\frac{5^-}{2}\right)_{67\text{Ge}}$	$\pi\left(\frac{9^-}{2}\right)_{67\text{Ga}} \otimes \nu\left(\frac{9^-}{2}\right)_{69\text{Ge}}$	$\pi\left(\frac{5^-}{2}\right)_{71\text{Ga}} \otimes \nu\left(\frac{9^-}{2}\right)_{69\text{Zn}}$
6^+	$\pi\left(\frac{9^-}{2}\right)_{63\text{Ga}} \otimes \nu\left(\frac{7^-}{2}\right)_{63\text{Zn}}$	$\pi\left(\frac{9^-}{2}\right)_{65\text{Ga}} \otimes \nu\left(\frac{3^-}{2}\right)_{67\text{Ge}}$	$\pi\left(\frac{3^-}{2}\right)_{67\text{Ga}} \otimes \nu\left(\frac{9^-}{2}\right)_{67\text{Zn}}$	$\pi\left(\frac{9^-}{2}\right)_{71\text{Ga}} \otimes \nu\left(\frac{3^-}{2}\right)_{71\text{Ge}}$
9^+	$\pi\left(\frac{9^-}{2}\right)_{63\text{Ga}} \otimes \nu\left(\frac{9^-}{2}\right)_{63\text{Zn}}$	$\pi\left(\frac{9^-}{2}\right)_{65\text{Ga}} \otimes \nu\left(\frac{9^-}{2}\right)_{67\text{Ge}}$	$\pi\left(\frac{9^+}{2}\right)_{67\text{Ga}} \otimes \nu\left(\frac{9^+}{2}\right)_{69\text{Ge}}$	$\pi\left(\frac{9^+}{2}\right)_{69\text{Ga}} \otimes \nu\left(\frac{9^+}{2}\right)_{71\text{Ge}}$
11^+	-	$\pi\left(\frac{9^+}{2}\right)_{65\text{Ga}} \otimes \nu\left(\frac{17^+}{2}\right)_{65\text{Zn}}$	-	-
2^-	$\pi\left(\frac{5^-}{2}\right)_{63\text{Ga}} \otimes \nu\left(\frac{9^+}{2}\right)_{63\text{Zn}}$	$\pi\left(\frac{9^-}{2}\right)_{65\text{Ga}} \otimes \nu\left(\frac{9^+}{2}\right)_{65\text{Zn}}$	$\pi\left(\frac{5^-}{2}\right)_{67\text{Ga}} \otimes \nu\left(\frac{9^+}{2}\right)_{67\text{Zn}}$	$\pi\left(\frac{5^-}{2}\right)_{71\text{Ga}} \otimes \nu\left(\frac{9^+}{2}\right)_{71\text{Ge}}$
3^-	$\pi\left(\frac{5^-}{2}\right)_{63\text{Ga}} \otimes \nu\left(\frac{9^+}{2}\right)_{65\text{Ge}}$	$\pi\left(\frac{5^-}{2}\right)_{65\text{Ga}} \otimes \nu\left(\frac{9^+}{2}\right)_{65\text{Zn}}$	$\pi\left(\frac{5^-}{2}\right)_{67\text{Ga}} \otimes \nu\left(\frac{11^+}{2}\right)_{69\text{Ge}}$	$\pi\left(\frac{5^-}{2}\right)_{69\text{Ga}} \otimes \nu\left(\frac{9^+}{2}\right)_{71\text{Ge}}$
4^-	$\pi\left(\frac{7^-}{2}\right)_{63\text{Ga}} \otimes \nu\left(\frac{13^+}{2}\right)_{65\text{Ge}}$	$\pi\left(\frac{1^-}{2}\right)_{65\text{Ga}} \otimes \nu\left(\frac{9^+}{2}\right)_{65\text{Zn}}$	$\pi\left(\frac{1^-}{2}\right)_{67\text{Ga}} \otimes \nu\left(\frac{9^+}{2}\right)_{67\text{Zn}}$	$\pi\left(\frac{1^-}{2}\right)_{69\text{Ga}} \otimes \nu\left(\frac{9^+}{2}\right)_{71\text{Ge}}$
5^-	$\pi\left(\frac{5^-}{2}\right)_{63\text{Ga}} \otimes \nu\left(\frac{9^+}{2}\right)_{65\text{Ge}}$	$\pi\left(\frac{1^-}{2}\right)_{65\text{Ga}} \otimes \nu\left(\frac{9^+}{2}\right)_{65\text{Zn}}$	$\pi\left(\frac{1^-}{2}\right)_{67\text{Ga}} \otimes \nu\left(\frac{9^+}{2}\right)_{67\text{Zn}}$	$\pi\left(\frac{3^-}{2}\right)_{69\text{Ga}} \otimes \nu\left(\frac{9^+}{2}\right)_{69\text{Zn}}$
6^-	$\pi\left(\frac{3^-}{2}\right)_{63\text{Ga}} \otimes \nu\left(\frac{15^+}{2}\right)_{65\text{Ge}}$	$\pi\left(\frac{1^-}{2}\right)_{65\text{Ga}} \otimes \nu\left(\frac{13^+}{2}\right)_{67\text{Ge}}$	$\pi\left(\frac{3^-}{2}\right)_{67\text{Ga}} \otimes \nu\left(\frac{13^+}{2}\right)_{69\text{Ge}}$	$\pi\left(\frac{3^-}{2}\right)_{69\text{Ga}} \otimes \nu\left(\frac{9^+}{2}\right)_{69\text{Zn}}$
7^-	$\pi\left(\frac{5^-}{2}\right)_{63\text{Ga}} \otimes \nu\left(\frac{9^+}{2}\right)_{63\text{Zn}}$	$\pi\left(\frac{5^-}{2}\right)_{65\text{Ga}} \otimes \nu\left(\frac{9^+}{2}\right)_{65\text{Zn}}$	$\pi\left(\frac{5^-}{2}\right)_{67\text{Ga}} \otimes \nu\left(\frac{9^+}{2}\right)_{67\text{Zn}}$	$\pi\left(\frac{5^-}{2}\right)_{71\text{Ga}} \otimes \nu\left(\frac{9^+}{2}\right)_{71\text{Ge}}$
8^-	$\pi\left(\frac{5^-}{2}\right)_{63\text{Ga}} \otimes \nu\left(\frac{15^+}{2}\right)_{65\text{Ge}}$	$\pi\left(\frac{7^-}{2}\right)_{65\text{Ga}} \otimes \nu\left(\frac{17^+}{2}\right)_{65\text{Zn}}$	$\pi\left(\frac{5^-}{2}\right)_{67\text{Ga}} \otimes \nu\left(\frac{11^+}{2}\right)_{69\text{Ge}}$	$\pi\left(\frac{7^-}{2}\right)_{71\text{Ga}} \otimes \nu\left(\frac{15^+}{2}\right)_{69\text{Zn}}$
9^-	$\pi\left(\frac{5^-}{2}\right)_{63\text{Ga}} \otimes \nu\left(\frac{15^+}{2}\right)_{65\text{Ge}}$	$\pi\left(\frac{5^-}{2}\right)_{65\text{Ga}} \otimes \nu\left(\frac{17^+}{2}\right)_{67\text{Ge}}$	$\pi\left(\frac{9^-}{2}\right)_{67\text{Ga}} \otimes \nu\left(\frac{13^+}{2}\right)_{67\text{Zn}}$	$\pi\left(\frac{5^-}{2}\right)_{69\text{Ga}} \otimes \nu\left(\frac{13^+}{2}\right)_{69\text{Zn}}$

A descrição das energias e ordem dos spins dos estados excitados dos isótopos duplamente ímpares de Ga pelo modelo considerado não pode ser feita, uma vez que os núcleos de Zn, Ga e Ge com número de massa A ímpar possuem estados muito próximos em energia, como pôde ser visto nas figuras 5.1 a 5.3. Em alguns casos, a diferença em energia entre dois estados excitados é menor do que o erro mínimo (cerca de 100 keV) obtido em cálculos utilizando o Modelo de Camadas em Larga Escala, dificultando ainda mais a descrição dos estados excitados dos núcleos $^{64,66,68,70}\text{Ga}$. Entretanto, para a descrição dos estados fundamentais dos isótopos duplamente ímpares de Ga utilizando o modelo de acoplamento de funções de onda dos núcleos com número de massa A ímpar, esperaria-se que estes fossem formados pelo acoplamento dos estados fundamentais dos núcleos de Zn, Ga e Ge com número de massa A ímpar, o que nem sempre acontece, como pode ser visto na tabela 5.5.

Para os isótopos $^{64,66}\text{Ga}$, o estado fundamental possui spin e paridade igual a 0^+ . Observando o resultado do modelo para o estado 0^+ , visto na tabela 5.5, nota-se que o estado fundamental do núcleo ^{64}Ga é dado pelo acoplamento da configuração de prótons do estado $3/2^-$ do ^{63}Ga com a configuração de nêutrons do estado do estado $3/2^-$ do ^{63}Zn . Os estados $3/2^-$ dos núcleos ^{63}Zn e ^{63}Ga , vistos na figura 5.1 e 5.3, são os fundamentais destes núcleos, indicando que o modelo funciona bem na descrição do estado fundamental do ^{64}Ga . A configuração do estado 0^+ do núcleo ^{66}Ga é descrita de forma similar a do ^{64}Ga , formada pelo acoplamento da configuração de prótons do estado $3/2^-$ do ^{65}Ga com a configuração de nêutrons do estado $3/2^-$ do ^{67}Ge . No caso do ^{65}Ga , o estado $3/2^-$ é o fundamental, como visto na figura 5.3, porém, experimentalmente, o estado fundamental do núcleo ^{67}Ge possui spin $1/2^-$, como visto na figura 5.2. O estado $3/2^-$ possui energia de apenas 123 keV, muito próxima do fundamental, indicando que, para o núcleo ^{66}Ga , há uma mudança de configuração causada pela interação próton-nêutron.

O estado fundamental dos isótopos $^{68,70}\text{Ga}$ possui spin e paridade igual a 1^+ . Da tabela 5.5, nota-se que a configuração deste estado para o núcleo ^{68}Ga é dada pelo acoplamento da configuração de prótons do estado $3/2^-$ do ^{67}Ga com a configuração de nêutrons do estado do estado $5/2^-$ do ^{69}Ge enquanto que para o núcleo ^{70}Ga é dada pelo acoplamento do estado $3/2^-$ do ^{71}Ga com o estado $1/2^-$ do ^{71}Ge . Os estados $3/2^-$ dos isótopos $^{67,71}\text{Ga}$, $5/2^-$ do núcleo ^{69}Ge e $1/2^-$ do núcleo ^{71}Ge são experimentalmente os fundamentais destes núcleos, como pode ser visto nas figuras 5.2 e 5.3.

Observando-se as probabilidades das configurações mais importantes de prótons e nêutrons dos estados excitados dos núcleos com número de massa A ímpar com as configurações dos isótopos duplamente ímpares de Ga, notou-se que esta é bastante similar para a maioria dos estados excitados, e as variações na probabilidade são, em sua maioria, da ordem de 10%. Isto indica que a interação próton-nêutron é pequena na formação das funções de onda dos estados excitados dos isótopos duplamente ímpares de Ga, inclusive no caso do núcleo ^{64}Ga , caso em que se esperaria que a interação próton-nêutron fosse maior, uma vez que a quantidade de núcleons neste núcleo se aproxima da relação $N \sim Z$.

5.2 – Espaço de configurações fpgd

A interação LNPS, criada para atuar no espaço de configuração fpgd, isto é, considerando os orbitais $1f_{7/2}$, $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$ e $0p_{1/2}$ para prótons e o espaço $f_5p g_9$ para nêutrons, foi desenvolvida para explicar núcleos muito ricos em nêutrons, em que a camada pf de nêutrons está praticamente cheia e excitações de nêutrons só são possíveis para o orbital $1g_{9/2}$ e $2d_{5/2}$. Consequentemente, esta interação só é aplicável, no caso dos isótopos considerados neste trabalho, aos que possuem número de nêutrons próximos a 40, como os núcleos $^{67,69}\text{Zn}$, $^{69,71}\text{Ga}$, $^{69,71}\text{Ge}$ e $^{68,70}\text{Ga}$. Nos cálculos envolvendo a interação LNPS para estes núcleos, foi necessário considerar no máximo excitações de até 9 partículas no espaço de configurações fpgd, atingindo os limites computacionais para a diagonalização da matriz Hamiltoniana.

A figura 5.59 mostra os resultados calculados utilizando a interação LNPS para os isótopos $^{67,69}\text{Zn}$ em comparação com seus respectivos valores experimentais. No caso do núcleo ^{67}Zn , nota-se que a interação LNPS não descreve muito bem as energias dos estados excitados, mas reproduz a ordem dos spins dos estados experimentais. No caso do núcleo ^{69}Zn , cuja camada pf de nêutrons está quase toda preenchida, nota-se que a interação reproduz as energias e a ordem dos spins dos poucos estados experimentais conhecidos.

Figura 5.59: Comparação dos estados excitados experimentais (exp) dos isótopos $^{67,69}\text{Zn}$ (JUNDE; XIAOLONG; TULI, 2005; BHAT; TULI, 2000, respectivamente) de paridade (a) negativa e (b) positiva com os obtidos através do código Antoine utilizando a interação efetiva LNPS e o espaço de configuração fpgd. As energias dos estados são dadas em keV.

A figura 5.60 mostra os resultados obtidos para os isótopos $^{69,71}\text{Ge}$ em comparação com seus respectivos valores experimentais. As energias e a ordem dos spins dos estados de paridade negativa do núcleo ^{69}Ge , vistas na figura 5.60a, são bem reproduzidas pelos estados calculados, com exceção da energia do estado $9/2^-$, que difere cerca de 300 keV em relação ao estado experimental. Já as energias e a sequência dos spins do núcleo ^{71}Ge não são bem reproduzidas, principalmente para os estados de mais alto spin $7/2^-$ e $9/2^-$, em que a diferença em energia em relação aos estados experimentais é maior do que 500 keV.

Em relação aos estados de paridade positiva, vistos na figura 5.60b, os resultados calculados utilizando a interação LNPS reproduzem bem as energias dos estados experimentais dos núcleos $^{69,71}\text{Ge}$. A ordem dos spins é reproduzida, com exceção dos estados $11/2^+$ e $13/2^+$, cuja ordem é invertida em relação aos estados experimentais em ambos os núcleos.

(a)				(b)			
$\begin{array}{c} 9/2^- \quad 1430 \\ \hline 7/2^- \quad 862 \\ \hline 3/2^- \quad 233 \\ \hline 1/2^- \quad 0 \end{array} \quad \begin{array}{c} 9/2^- \quad 1102 \\ \hline 7/2^- \quad 1003 \\ \hline 3/2^- \quad 328 \\ \hline 1/2^- \quad 304 \end{array}$		$\begin{array}{c} 9/2^- \quad 1422 \\ \hline 7/2^- \quad 1096 \\ \hline 3/2^- \quad 500 \\ \hline 5/2^- \quad 175 \\ \hline 1/2^- \quad 0 \end{array} \quad \begin{array}{c} 9/2^- \quad 808 \\ \hline 7/2^- \quad 519 \\ \hline 3/2^- \quad 154 \\ \hline 5/2^- \quad 0 \end{array}$		$\begin{array}{c} 17/2^+ \quad 2755 \\ \hline 15/2^+ \quad 2483 \\ \hline 13/2^+ \quad 1407 \\ \hline 11/2^+ \quad 1351 \\ \hline 9/2^+ \quad 398 \end{array} \quad \begin{array}{c} 17/2^+ \quad 2882 \\ \hline 15/2^+ \quad 2440 \\ \hline 11/2^+ \quad 1479 \\ \hline 13/2^+ \quad 1364 \\ \hline 9/2^+ \quad 371 \end{array}$		$\begin{array}{c} 17/2^+ \quad 2674 \\ \hline 15/2^+ \quad 2531 \\ \hline 13/2^+ \quad 1563 \\ \hline 11/2^+ \quad 1344 \\ \hline 9/2^+ \quad 410 \end{array}$	
exp		LNPS		exp		LNPS	
^{69}Ge		^{71}Ge		^{69}Ge		^{71}Ge	
LNPS		fpgd		LNPS		fpgd	

Figura 5.60: Comparação dos estados excitados experimentais (exp) dos isótopos $^{69,71}\text{Ge}$ (BHAT; TULI, 2000; ABUSALEEM; SINGH, 2011, respectivamente) de paridade (a) negativa e (b) positiva com os obtidos através do código Antoine utilizando a interação efetiva LNPS e o espaço de configuração fpgd. As energias dos estados são dadas em keV.

A figura 5.61 mostra os resultados calculados utilizando a interação LNPS para os isótopos $^{69,71}\text{Ga}$ em comparação com seus respectivos valores experimentais. As energias dos estados calculados de paridade negativa, vistas na figura 5.61a, não reproduzem as energias dos estados experimentais, principalmente no caso do estado $5/2^-$, em que os resultados calculados estão sistematicamente abaixo dos valores experimentais para os dois isótopos.

Para os estados de paridade positiva, vistos na figura 5.61b, os resultados obtidos através da interação LNPS também não reproduzem os estados experimentais, principalmente no caso do núcleo ^{69}Ga . Para este núcleo, os valores calculados para as diferenças relativas em energia dos estados excitados são menores do que 350 keV. Uma possível causa para a não descrição dos estados excitados de paridade positiva do núcleo ^{69}Ga , assim como para os estados excitados do núcleo ^{71}Ga , é devido a escolha do espaço de configurações para prótons, que no caso da interação LNPS, é constituído somente pela camada pf. Resultados similares foram obtidos utilizando a interação JUN45, como pode ser visto na figura 5.3, nos quais também ocorre uma compressão das energias dos estados excitados, principalmente para o núcleo ^{69}Ga , devido ao fato da interação JUN45 permitir menos excitações de prótons para o orbital $1g_{9/2}$, conforme discutido na seção 5.1.7.

Figura 5.61: Comparação dos estados excitados experimentais (exp) dos isótopos $^{69,71}\text{Ga}$ (BHAT; TULI, 2000; ABUSALEEM; SINGH, 2011, respectivamente) de paridade (a) negativa e (b) positiva com os obtidos através do código Antoine utilizando a interação efetiva LNPS e o espaço de configuração fpgd. As energias dos estados são dadas em keV.

A figura 5.62 mostra os resultados calculados utilizando a interação LNPS para os isótopos $^{68,70}\text{Ga}$ em comparação com seus respectivos valores experimentais. As energias dos estados calculados de paridade positiva, vistas na figura 5.62a, não descrevem as energias dos estados experimentais. Para o núcleo ^{68}Ga , a interação LNPS reproduz a ordem dos spins, mas para o núcleo ^{70}Ga inverte o estado fundamental (1^+) com o primeiro estado excitado (2^+). A interação também não reproduz a ordem dos spins e as energias dos estados de paridade negativa, como pode ser visto na figura 5.62b.

Figura 5.62: Comparação dos estados excitados experimentais dos isótopos $^{68,70}\text{Ga}$ (MCCUTCHAN, 2012 ; TULI, 2004, respectivamente) de paridade (a) positiva e (b) negativa com os obtidos através do código Antoine utilizando a interação efetiva LNPS e o espaço de configuração fpgd. As energias dos estados são dadas em keV.

As funções de onda dos estados excitados, obtidas utilizando a interação LNPS, também apresentam grande mistura de configurações. Tanto para os isótopos de A ímpar $^{67,69}\text{Zn}$, $^{69,71}\text{Ga}$ e $^{69,71}\text{Ge}$ quanto para os núcleos duplamente ímpares $^{68,70}\text{Ga}$, o orbital $2d_{5/2}$ não é ocupado por nêutrons, como pode ser visto na tabela 5.6 para o estado 9^- do núcleo ^{68}Ga . Isto indica que, mesmo para estes núcleos ricos em nêutrons, o orbital $2d_{5/2}$ não é importante na formação dos estados excitados destes núcleos, sendo mais importante permitir excitações tanto de prótons quanto de nêutrons por todo o espaço de configurações fpg₉ para se obter uma boa descrição destes núcleos.

Tabela 5.6: Comparação da ocupação média dos orbitais provenientes das configurações das funções de onda obtidas utilizando a interação LNPS para o estado 9^- do núcleo ^{68}Ga .

Orbitais prótons				Orbitais Nêutrons				
$1f_{7/2}$	$2p_{3/2}$	$1f_{5/2}$	$2p_{1/2}$	$2p_{3/2}$	$1f_{5/2}$	$2p_{1/2}$	$1g_{9/2}$	$2d_{5/2}$
7,50	1,97	1,36	0,17	3,80	3,56	0,57	1,05	0,02

6 – CONCLUSÕES E PERSPECTIVAS

Neste trabalho o papel dos orbitais $1g_{9/2}$ e $2d_{5/2}$ na formação dos estados excitados dos núcleos duplamente ímpares $^{64,66,68,70}\text{Ga}$ foi estudado de forma sistemática, levando-se também em consideração a descrição pelo Modelo de Camadas em Larga Escala dos isótopos de Zn, Ge e Ga com número de massa ímpar. A estrutura dos núcleos $^{64,66,70}\text{Ga}$ e ^{67}Ge foi investigada experimentalmente através da técnica de espectroscopia de raios γ em linha. Estes núcleos, produzidos através de reações de fusão-evaporação, foram medidos com os espectrômetros de raios γ SACI-PERERE e “FSU Clover Array”, disponíveis na Universidade de São Paulo, Brasil, e na Universidade Estadual da Florida, EUA, respectivamente.

Foram identificadas 34 novas transições e 19 novos estados excitados pertencentes ao núcleo ^{67}Ge , uma nova transição e um novo estado excitado para o núcleo ^{70}Ga e foram confirmadas as transições e estados excitados previamente identificados em trabalhos anteriores para os núcleos $^{64,66}\text{Ga}$. As multipolaridades de algumas transições dos núcleos $^{64,66,70}\text{Ga}$ e ^{67}Ge foram determinadas utilizando a razão DCO (Correlações Direcionadas de Radiação γ Emitida por Estados Orientados).

Medidas da meia vida dos estados isoméricos 1464,33 (15) e 751,70 (6) keV, pertencentes aos núcleos ^{66}Ga e ^{67}Ge , respectivamente, também foram feitas na Universidade de São Paulo, Brasil, utilizando o Sistema de Medidas de Estados Isoméricos (SISMEI). O valor da meia vida do estado isomérico de energia igual a 2157,8 (2) keV pertencente ao núcleo ^{68}As foi utilizado para verificação da técnica utilizada para a medida das vidas médias dos estados isoméricos dos núcleos ^{66}Ga e ^{67}Ge . O valor obtido para a meia vida do estado isomérico do núcleo ^{68}As foi de $T_{1/2} = 43$ (5) ns, compatível com o valor conhecido de 36 (2) ns (MCCUTCHAN, 2012).

Para o núcleo ^{66}Ga , o valor obtido para a meia vida do estado isomérico de energia igual a 1464,33 (15) keV foi de $T_{1/2} = 58,1$ (12) ns, confirmando o valor $T_{1/2} = 57,3$ (14) ns, obtido por Filievich *et al.* (1978) ao invés de $T_{1/2} = 39$ (2) ns, valor obtido por Kouda *et al.* (1997). Já o resultado obtido para a meia vida do estado isomérico do núcleo ^{67}Ge , de energia igual a 751,70 (6) keV, foi de $T_{1/2} = 107,2$ (23) ns, compatível com os valores

conhecidos $T_{1/2} = 110,9$ (14) ns (AL-NASER, 1979) e $T_{1/2}=102$ (10) ns (NAKAYAMA, 1978), mas não com o valor adotado para este estado no Nuclear Data Sheets: $T_{1/2} = 146$ (4) ns (JUNDE, 2005), proveniente da medida feita por Chandler *et al.* (2000).

Os esquemas de níveis dos isótopos $^{64,66,70}\text{Ga}$ e ^{67}Ge , assim como os conhecidos na literatura para os núcleos ^{68}Ga e de Zn, Ga e Ge com número de massa ímpar foram comparados com as previsões do Modelo de Camadas em Larga Escala utilizando cinco interações residuais: JUN45, FPG, FPG (Neutron Rich) e JJ4b-SDI para a descrição de excitações para o orbital $1g_{9/2}$ e LNPS para excitações para o orbital $2d_{5/2}$.

Com o estudo dos isótopos com número de massa (A) ímpar de Ga, Ge e Zn, foi possível verificar as limitações de cada interação e identificar as contribuições individuais do próton/nêutron desemparelhado na formação dos estados excitados destes núcleos. No caso das interações JUN45, FPG, FPG (Neutron Rich) e JJ4b-SDI, utilizadas no espaço de configuração f_5pg_9 , composto pelos orbitais $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$, $2p_{1/2}$ e $1g_{9/2}$ para prótons e nêutrons, notou-se que nenhuma das interações descreve muito bem todos os isótopos considerados simultaneamente. A interação JUN45 descreve simultaneamente os isótopos de Zn, Ge e estados de paridade negativa dos isótopos de Ga, enquanto a interação FPG descreve os estados de paridade negativa de Zn, os isótopos de Ge e de Ga. Já a interação FPG (Neutron Rich) descreve simultaneamente os isótopos de Ge e os estados de paridade negativa de Zn e Ga, enquanto que a interação JJ4b-SDI descreve somente os estados de paridade negativa dos isótopos de Zn e Ga. Consequentemente, devido ao maior número de isótopos descritos nesta região de massa, foram escolhidas as interações FPG e JUN45 para serem utilizadas na descrição dos isótopos duplamente ímpares de Ga.

O fato da interação FPG não descrever os estados de paridade positiva dos isótopos de Zn se deve principalmente à escolha do espaço de configurações. Os isótopos $^{63,65}\text{Zn}$ foram melhores descritos utilizando o espaço de configuração fp para a excitação de prótons, composto pelos orbitais $1f_{7/2}$, $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$, $2p_{1/2}$ e, para nêutrons utilizando o espaço de configurações f_5pg_9 . Para estes núcleos, excitações de prótons para o orbital $1g_{9/2}$ não são importantes, ao contrário do que acontece para os isótopos de Ge e Ga com número de massa (A) ímpar. Para o núcleo ^{67}Zn , os estados de paridade positiva obtidos com o espaço de configuração fp para prótons e f_5pg_9 para nêutrons descrevem melhor os estados experimentais do que os resultados obtidos com o espaço de configuração f_5pg_9 para prótons e nêutrons. Os valores calculados, entretanto, mostraram uma diferença em energia de 275 keV

para o estado $9/2^+$, 375 keV para o estado $11/2^+$ e da ordem de 550 keV para os estados $13/2^+$ e $15/2^+$, indicando que, para este núcleo, deve ser necessário considerar também excitações de prótons para o orbital $1g_{9/2}$ para a melhor descrição dos estados de paridade positiva. Contudo, o núcleo ^{67}Zn representa a transição entre considerar os espaços de configurações fp e f_5pg_9 para prótons, uma vez que os estados excitados do núcleo ^{69}Zn só puderam ser descritos considerando o espaço f_5pg_9 .

O fato da interação JUN45 não descrever os estados de paridade positiva dos isótopos de Ga com número de massa A ímpar se deve à forma em que os elementos de matriz da interação efetiva foram construídos. Notou-se que os elementos de matriz referentes às excitações dos orbitais $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$ e $2p_{1/2}$ para o orbital $1g_{9/2}$ ($T=0$) são muito repulsivos em comparação aos mesmos elementos da interação FPG, fazendo com que seja mais difícil excitar uma partícula de um orbital para o outro na interação JUN45. Consequentemente, como a quantidade de nêutrons a serem excitados nos isótopos de Ga com massa A ímpar era maior do que a de prótons e, por causa disto, os nêutrons estavam distribuídos em orbitais mais próximos do orbital $1g_{9/2}$, para a interação JUN45 é mais favorecida energeticamente a quebra de um par de nêutrons do que excitar um próton dos orbitais $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$ e $2p_{1/2}$ para o orbital $1g_{9/2}$.

Ao se comparar os resultados obtidos com a interação JUN45 com os obtidos com a interação FPG, observou-se que a interação JUN45 descreve sistematicamente melhor os estados excitados dos isótopos duplamente ímpares $^{64,66,68,70}\text{Ga}$, mesmo que esta interação não consiga descrever os estados de paridade positiva dos isótopos de Ga com número de massa A ímpar. Tanto a interação JUN45 quanto a interação FPG mostraram que as funções de onda dos estados excitados de paridade negativa destes núcleos são formadas preferencialmente pela excitação de pelo menos um nêutron para o orbital $1g_{9/2}$, enquanto que a excitação do próton desemparelhado não é favorecida. Os estados excitados de paridade positiva são, em sua maioria, formados pela excitação dos núcleons dentro da camada pf. Para ambas as interações, excitações de núcleons para o orbital $1g_{9/2}$ ocorrem principalmente nos estados de mais alto spin dos núcleos $^{68,70}\text{Ga}$.

Para os núcleos $^{64,66,68,70}\text{Ga}$, as interações JUN45 e FPG não conseguem descrever todos os resultados conhecidos para os momentos de dipolo magnético e quadrupolo elétrico e probabilidades de transição reduzidas $B(E2)$ e $B(M1)$. Ambas as interações descrevem de modo similar a maioria dos valores dos momentos de dipolo magnético e de quadrupolo

elétrico, além dos valores das probabilidades de transição reduzidas $B(E2)$ e $B(M1)$. As interações JUN45 e FPG descrevem bem a ordem de grandeza da probabilidade de transição reduzida $B(E2)$ da transição E2 proveniente do estado isomérico 7^- do núcleo ^{66}Ga , porém neste caso em particular a interação FPG descreve melhor o valor experimental.

Para determinar a contribuição das configurações individuais de uma determinada configuração de prótons/nêutrons desemparelhados nos isótopos duplamente ímpares de Ga, considerou-se um modelo em que as funções de onda de um estado excitado de um núcleo duplamente ímpar são formadas a partir da combinação das funções de onda dos estados excitados dos núcleos com número de massa A ímpar da vizinhança, com número de prótons/nêutrons iguais ao núcleo duplamente ímpares. Neste modelo, considerou-se que a interação entre prótons e nêutrons é pequena, não contribuindo na formação dos estados excitados. Consequentemente, para a formação dos estados excitados dos isótopos $^{64,66,68,70}\text{Ga}$ pôde-se considerar dois tipos de acoplamento dos sistemas formados pela excitação do núcleon desemparelhado: $^{A=\text{ímpar}}\text{Ga} \otimes ^{A=\text{ímpar}}\text{Zn}$ ou $^{A=\text{ímpar}}\text{Ga} \otimes ^{A=\text{ímpar}}\text{Ge}$.

Os resultados obtidos com este modelo mostraram que os estados excitados dos isótopos duplamente ímpares de Ga não podem ser descritos exclusivamente por um tipo de acoplamento, indicando que pode ter ocorrido uma mudança no espaço de configurações à medida que este espaço é preenchido por prótons e nêutrons, como mostraram principalmente os resultados obtidos para o núcleo ^{70}Ga . Para descrever os estados excitados deste núcleo, foi necessário considerar também acoplamentos de prótons dos estados excitados do núcleo ^{71}Ga , além dos provenientes no núcleo ^{69}Ga , indicando que pode haver uma interação de emparelhamento (“*pairing*”) entre o orbital de nêutron $2p_{1/2}$ com os orbitais $2p_{3/2}$ e $1f_{5/2}$ de prótons, capaz de alterar a configuração mais provável de prótons quando o orbital $1p_{1/2}$ é ocupado. Para os isótopos $^{64,66,68}\text{Ga}$, em que a camada pf de nêutrons está longe de ser preenchida totalmente, notou-se que os estados excitados de paridade positiva do ^{64}Ga são descritos em sua maioria pelo acoplamento $^{A=\text{ímpar}}\text{Ga} \otimes ^{A=\text{ímpar}}\text{Zn}$, enquanto que os estados de paridade negativa são descritos pelo acoplamento $^{A=\text{ímpar}}\text{Ga} \otimes ^{A=\text{ímpar}}\text{Ge}$. Já para os isótopos $^{66,68}\text{Ga}$ acontece o oposto: os estados de paridade positiva são descritos em sua maioria pelo acoplamento $^{A=\text{ímpar}}\text{Ga} \otimes ^{A=\text{ímpar}}\text{Ge}$ enquanto que os estados de paridade negativa são descritos em sua maioria pelo acoplamento $^{A=\text{ímpar}}\text{Ga} \otimes ^{A=\text{ímpar}}\text{Zn}$.

Observando-se as probabilidades das configurações mais importantes de prótons e nêutrons dos estados excitados dos núcleos com número de massa A ímpar com as

configurações dos isótopos duplamente ímpares de Ga, notou-se que esta é similar para a maioria dos estados excitados, e as variações na probabilidade são, em sua maioria, da ordem de 10%. Isto indica que a interação próton-nêutron é realmente pequena na formação das funções de onda dos estados excitados dos isótopos duplamente ímpares de Ga.

A interação LNPS foi desenvolvida para descrição de núcleos mais ricos em nêutrons no espaço de configurações fpgd, composto pelos orbitais $1f_{7/2}$, $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$ e $2p_{1/2}$ para prótons e o espaço $f_{5/2}p_{g9}$ mais o orbital $2d_{5/2}$ para nêutrons. A interação efetiva não descreveu muito bem as energias dos estados excitados do núcleo ^{67}Zn , apesar de reproduzir a ordem dos spins dos estados experimentais. No caso do núcleo ^{69}Zn , cuja camada pf de nêutrons está quase totalmente preenchida, a interação LNPS reproduziu muito bem as energias e a ordem dos spins dos poucos estados experimentais conhecidos. Já para os núcleos de $^{69,71}\text{Ge}$, os resultados obtidos descreveram bem os estados de paridade negativa do núcleo ^{69}Ge e os estados de paridade positiva de ambos os isótopos. O mesmo não ocorre para os núcleos $^{69,71}\text{Ga}$, pois a interação LNPS não conseguiu descrever os estados experimentais conhecidos destes núcleos. Para a paridade positiva dos isótopos $^{69,71}\text{Ga}$, a interação LNPS se comporta de modo similar à interação JUN45, em que as diferenças relativas em energia dos estados excitados de paridade positiva são muito pequenas. Isto pode indicar a necessidade de se considerar excitações do próton desemparelhado para o orbital $1g_{9/2}$. Além disso, os resultados calculados utilizando a interação LNPS não descreveram bem os estados excitados conhecidos dos isótopos duplamente ímpares $^{68,70}\text{Ga}$.

As funções de onda dos estados excitados, obtidas utilizando a interação LNPS, também apresentaram grande mistura de configurações. Tanto para os isótopos de A ímpar $^{67,69}\text{Zn}$, $^{69,71}\text{Ga}$ e $^{69,71}\text{Ge}$ quanto para os núcleos duplamente ímpares $^{68,70}\text{Ga}$, o orbital $2d_{5/2}$ não foi ocupado por nêutrons, indicando que, mesmo para estes núcleos ricos em nêutrons, o orbital $2d_{5/2}$ não é importante na formação de seus estados excitados, sendo mais importante permitir excitações tanto de prótons quanto de nêutrons por todo o espaço de configurações fpg₉ para se obter uma boa descrição destes núcleos.

Os resultados obtidos neste trabalho indicaram uma série de possíveis trabalhos futuros. Do ponto de vista experimental, notou-se uma deficiência de informações experimentais de alguns dos núcleos de Zn, Ge e Ga com número de massa A ímpar, principalmente na indicação de spins e paridades dos estados excitados. Em alguns casos, mesmo os estados experimentais são pouco estudados, como ocorre para o núcleo ^{69}Zn , em

que somente o estado $9/2^+$ é conhecido ao se considerar os estados de paridade positiva de mais alto spin. Além disso, para os isótopos duplamente ímpares de Ga, alvo de estudo deste trabalho, mais informações ainda precisam ser determinadas em mais detalhes, caso principalmente dos momentos de quadrupolo elétrico e de dipolo magnético e das probabilidades de transições reduzidas $B(E2)$ e $B(M1)$. Medidas de distribuição angular das transições destes núcleos, para confirmar as indicações obtidas neste trabalho com a razão DCO, são fundamentais para se comprovar as multipolaridades das transições provenientes dos estados excitados e, conseqüentemente, determinar o spin de alguns estados excitados. Do ponto de vista teórico, o estudo sistemático realizado neste trabalho deve ser utilizado para melhorar as interações efetivas utilizadas. Descrições melhores dos núcleos de Zn, Ge e Ga com número de massa A ímpar e dos isótopos duplamente ímpares de Ga poderão ser obtidas, por exemplo, aumentando o espaço de configurações, considerando toda a camada pf mais o orbital $1g_{9/2}$.

REFERÊNCIAS

ABUSALEEM, K. e SINGH, B. Nuclear Data Sheets for $A = 71$. **Nuclear Data Sheets**, v. 112, p. 133 - 273, 2011.

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**, v. 497, p. 429 - 439, 2003.

AL-NASER, A. M. *et al.*, Decay scheme of excited states in ^{67}Ge . **Journal of Physics G: Nuclear Physics**, v. 5, p. 423 – 432, 1979.

ARTNA-COHEN, A., Nuclear Data Sheets for $A = 152$. **Nuclear Data Sheets**, v. 79, p. 1 - 276, 1996.

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

BERTSCHAT, H. *et al.*, Magnetic Moments of Excited $9/2^+$ States Around $A = 70$, Experimental Values for ^{67}Zn and ^{67}Ge . **Journal of Physical Society of Japan Supplement**, v. 34, p.217 – 220, 1973.

BETHE, H., Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie, **Annalen der Physik**, v. 397, p. 325 -400, 1930.

BETHE, H., Bremsformel für Elektronen relativistischer Geschwindigkeit, **Zeitschrift für Physik**, v. 76, 293 – 299, 1932.

BHAT, M. R. e TULI, J. K Nuclear Data Sheets for $A = 69$. **Nuclear Data Sheets**, v. 90, p. 269 - 390, 2000.

BLOCH, F. Zur Bremsung rasch bewegter Teilchen beim Durchgang durch die Materie, **Annalen der Physik**, v. 408, 285-320, 1933a.

BLOCH, F., Bremsvermögen von Atomen mit mehreren Elektronen, **Zeitschrift für Physik**, v. 81, 363-376, 1933b.

BOHR, A. e MOTTELSON, B. R., **Nuclear Structure**, v. 1. Singapura: World Scientific Publishing Co. Re. Ltd., 1998.

BROWNE E., TULI, J. K., Nuclear Data Sheets for $A = 66$. **Nuclear Data Sheets**, v. 111, p. 1093 - 1209, 2010a.

BROWNE E., TULI, J. K., Nuclear Data Sheets for $A = 65$, **Nuclear Data Sheets**, v. 111, p. 2425 -2553, 2010b.

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

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

CASTEN, R. F.; CAKIRLI, R. B., Evolution of Structure in Nuclei: Meditation by Sub-Shell Modifications and Relation to Binding Energies. **Acta Physica Polonica B**, v. 40, n.3, p. 493 - 502, 2009.

CAURIER, E; NOWACKI, F. Present Status of Shell Model Techniques, **Acta Physica Polonica B**, 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**, v. 77, n. 2, p. 427-488, 2005.

CAURIER, E., Shell Model and Nuclear Structure, **Progress in Particle and Nuclear Physics**, v.59, p. 226 - 242, 2007.

CHANDLER, C. *et al.*, Observation of isomeric states in neutron deficient $A \sim 80$ nuclei following the projectile fragmentation of ^{92}Mo . **Physical Review C**, v. 61, p. 044309-1 - 044309-14, 2000.

CHEAL, B. *et al.*, Nuclear Spins and Moments of Ga Isotopes Reveal Sudden Structural Changes between $N = 40$ and $N = 50$. **Physical Review Letters**, v.104, p. 252502-1 - 252502-5, 2010.

CHIARA, C. J. *et al.*, Core-coupled protons, $f_{7/2}$ intruder states, and competing $g_{9/2}$ proton and neutron structures in $^{65,67}\text{Cu}$. **Physical Review C**, v. 85, p. 024309-1 - 024309-20, 2012.

CORAGGIO, L. *et al.*, Shell-model calculations and realistic effective interactions. **Progress in Particle and Nuclear Physics**, v. 62, p. 135 - 182, 2009.

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**, v. 247, p. 481 - 506, 1986.

EJIRI, H., **Gamma-Ray and Electron Spectroscopy in Nuclear Physics**. New York: Oxford University Press, 1989.

FILEVICH, A. *et al.*, Lifetimes and g-factors of the 6^- and 7^- isomers in ^{66}Ga and ^{68}Ga . **Nuclear Physics A**, v. 295, p. 513 - 524, 1978.

FOX: **The John D. Fox Superconducting Accelerator Laboratory at Florida State University**. Disponível em <<http://www.physics.fsu.edu/nuclear/foxlab/nuclear-foxlab.html>>. Acesso em: julho 2013.

GADE, A. *et al.* Collectivity at $N = 50$: ^{82}Ge and ^{84}Se , **Physical Review C**, v. 81, p. 064326-1 - 064326-7, 2010.

GRAVON, A., Statistical Model Calculations in Heavy Ion Reactions. **Physical Review C**, v. 21, p. 230 - 236, 1980.

GUGGENHEIMER, K., Remarques sur la constitution des noyaux atomiques – I, **Journal de Physique et Le Radium**, v. 5, p. 253-256, 1934a.

GUGGENHEIMER, K., Remarques sur la constitution des noyaux atomiques – II, **Journal de Physique et Le Radium**, v. 5, p. 475-485, 1934b.

HANSEN, L.H. *et al.*, Levels of ^{64}Ga via the $^{64}\text{Zr}(p,n)$ and $^{64}\text{Zr}(p,n\gamma)$ reactions. **Physical Review C**, v.10, p.1111-1121,1974.

HAXEL, O.; JENSEN, J. H. D. e SUESS, H. E., On the "Magic Numbers" in Nuclear Structure. **Physical Review**, v. 75, n. 11, p. 1766-1766, 1949.

HEYDE, K. L. G., **The Nuclear Shell Model**. 2º ed. New York: Springer-Verlag, 1994.

HJORTH-JENSEN, M.; KUO, T. T. S. e OSNES, E. Realistic Effective Interactions for Nuclear Systems, **Physics Reports**, v. 261, p. 125 - 270, 1995.

HONMA, H. *et al.*, New effective interaction for $f_5p_{g_9}$ -shell nuclei, **Physical Review C**, v. 80, p. 064323-1 - 064323-36, 2009.

HUTCHEON, D. A. *et al.*, A perturbed angular distribution in ^{70}Ga . **Nuclear Physics A**, v. 245, p. 306 - 316, 1975.

IWASAKI, H. *et al.*, Persistence of the $N=50$ shell closure in the neutron-rich isotope ^{80}Ge . **Physical Review C**, v 78, p. 021304-1 - 021304-5, 2008.

JUNDE, H.; XIAOLONG, H. e TULI, J.K., Nuclear Data Sheets for $A = 67$. **Nuclear Data Sheets**, v. 106, p. 159 - 250, 2005.

JUNDE, H.; DONG, Y e MEIRONG, H.; Evaluated Nuclear Structure Data File. **NNDC : National Nuclear Data Center**. Disponível em: <<http://www.nndc.bnl.gov/ensdf/ensdf/ensdf.jsp>>. Acesso em: 21 novembro 2012.

KAHANA, S.; LEE, H. C.; SCOTT, C. K., Effect of Woods-Saxon Wave Functions on the Calculation of $A=18, 206, 210$ Spectra with a Realistic Interaction. **Physical Review**, v. 180, p. 956 - 966, 1969.

KNOLL, G. F., **Radiation Detection and Measurement**. 3ª ed. New York: John Wiley & Sons, 2000.

KOUDA, T. *et al.*, Measurement of the g -factor of the 163 keV 3^+ state of ^{66}Ga . **Annual Report 1996 - Cyclotron and Radio-isotope Center, Tohoku University, Japan**, p.19 - 22, 1997.

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**, v. 11, p. 351-406, 1973.

LAWSON, R. D. **Theory of the Nuclear Shell Model**. New York: Oxford University Press, 1980.

- LENZI, S.M. *et al.*, Island of inversion around ^{64}Cr . **Physical Review C**, v. 82, p. 054301-1 - 054301-7, 2010.
- LENZI, M., Structure of neutron-rich nuclei near N=40. **Journal of Physics: Conference Series**, v. 267, p. 012036-1 - 012036-6, 2011.
- LISETSKIY, A. F. *et al.*, New T= 1 effective interactions for the $f_{5/2}$ $p_{3/2}$ $p_{1/2}$ $g_{9/2}$ model space: Implications for valence-mirror symmetry and seniority isomers. **Physical Review C**, v. 70, p. 044314-1 - 044314-5, 2004.
- LUNARDI, S. *et al.*, Spectroscopy of neutron-rich Fe isotopes populated in the $^{64}\text{Ni} + ^{238}\text{U}$ reaction. **Physical Review C**, v. 76, p. 034303-1 - 034303-7, 2007.
- MAYER, M. G. On Closed Shells in Nuclei. **Physical Review**, v. 74, n. 3, p. 235-239, 1948.
- MAYER, M. G. On Closed Shells in Nuclei II. **Physical Review**, v. 75, n. 12, p. 1969-1970, 1949.
- MCCUTCHAN, E. A., Nuclear Data Sheets for A = 68. **Nuclear Data Sheets**, v. 113, p. 1735 – 1870, 2012.
- MORINAGA, H. e YAMAZAKI, T., **In-Beam gamma-ray spectroscopy**. New York: North-Holland Publishing Company, 1976.
- MORAND C. *et al.*, High Spin Levels in ^{70}Ga via $^{68}\text{Zn}(\alpha, p\gamma)^{70}\text{Ga}$, **Journal de Physique**, v. 38, 105 -112, 1977.
- MORAND C. *et al.*, États de Spin Élevé du ^{66}Ga . **Nuclear Physics A**, v. 308, p. 103-124, 1978.
- NAKAYAMA, S. *et al.*, Effective Coupling Constants for M1, M2 and E3 Transition in f-p Shell Nuclei. **Journal of Physical Society of Japan**, v. 45, p.740 – 748, 1978.
- NOWACKI, F., **Description microscopique des processus faibles dans les noyaux sphériques**. 1996. (Ph.D Thesis) - Université de Strasbourg, Strasbourg, 1996.
- OLIVEIRA, R. A. N., **Estudo do espalhamento do elástico e do breakup do ^9Be na reação $^9\text{Be}+^{12}\text{C}$ próximo da barreira Coulombiana**. 2009. (Mestrado em Ciências) - Instituto de Física da Universidade de São Paulo, São Paulo, 2009.

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

POVES, A. e NOWACKI, F., The nuclear shell model, **Lecture Notes in Physics**, v. 581, p. 70 - 101, 2001.

RAB, S., Nuclear Data Sheets for $A = 133$. **Nuclear Data Sheets**, v. 75, p. 491 - 666, 1995.

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

READOUT: The NSCL Production READOUT Software. **National Superconducting Cyclotron Laboratory at Michigan State University**. Disponível em http://docs.nsl.msui.edu/daq/ProductionReadout/Manual/index_43.html. Acesso em: fevereiro 2011.

RIBAS, R. V., A Camac Data Acquisition System Based on PC-Linux. **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A**, v. 483, p. 830 - 832, 2002.

ROBINSON, S.J.Q., ZAMICK, L. e SHARON, Y.Y., A Comparison of Shell Model Results for Some properties of the Even-Even Ge Isotopes. **Physical Review C**, v. 83, p. 027302-1 - 027302-4, 2011.

ROODBERGEN, S. *et al.*, Transition Probabilities in the Ni-Zn Region. **Zeitschrift für Physik A**, v. 275, p.45 -50, 1975.

SAHIN, E. *et al.*, Structure of the $N = 50$ As, Ge, Ga nuclei. **Nuclear Physics A**, v. 893, p. 1-12, 2012.

SCHMAL N. *et al.*, Shell Model States in the Odd-Odd Nucleus ^{64}Ga . **Proceedings of the International Symposium on In-Beam Nuclear Spectroscopy**, 1984. v.1, p.121 - 128, 1984.

SERRA, A. S., ^{66}Ga como padrão de calibração de raios de altas energias para detectores HPGe. 2008. (Mestrado em Ciências) - Instituto de Física da Universidade de São Paulo, São Paulo, 2008.

- SIEJA, K e NOWACKI, F., Shell quenching in ^{78}Ni : A hint from the structure of neutron-rich copper isotopes, **Physical Review C**, v. 81, p. 061303-1(R) - 061303-4(R), 2010.
- SINGH, A. K. *et al.*, Level structure of odd-odd ^{68}Ga . **European Physical Journal A**, v.9, p. 197–200, 2000.
- SINGH, B., Nuclear Data Sheets for A=64. **Nuclear Data Sheets**, v. 108, p. 197 - 364, 2007.
- SORLIN, O. *et al.*, $^{68}\text{Ni}_{40}$: Magicity versus Superfluidity. **Physical Review Letters**, v. 88, p. 092501-1 – 092501-5, 2002.
- STEFANESCU, I. *et al.*, Identification of the $g_{9/2}$ -proton bands in the neutron-rich $^{71,73,75,77}\text{Ga}$ nuclei. **Physical Review C**, v. 79, p. 064302-1 - 064302-12, 2009.
- STONE, N. J., Table of Nuclear Magnetic Dipole And Electric Quadrupole Moments. **International Nuclear Data Committee (INDC) - International Atomic Energy Agency (IAEA)**. Disponível em < <http://www-nds.iaea.org/publications/indc/indc-nds-0594.pdf> >. Acesso em: junho 2013.
- SUGAWARA, M. *et al.*, Medium-spin states in ^{70}Ge and the role of the $g_{9/2}$ orbital. **Physical Review C**, v. 81, p. 024309-1 – 024309-10, 2010.
- TANIGAKI, M. *et al.*, Lifetime measurement of the first excited state of ^{64}Ga . **The European Physical Journal A**, v. 6, p. 119-120, 1999.
- TALMI, I. e UNNA, I., Theoretical Interpretation of Energy Levels in Light Nuclei. **Annual Review of Nuclear Science**, v. 10, p. 353 – 408, 1960.
- TOGANO, Y. *et al.*, Hindered Proton Collectivity in $^{28}_{16}\text{S}_{12}$: Possible Magic Number at Z =16. **Physical Review Letters**, v. 108, p. 222501-1 - 222501-5, 2012.
- TOUFEN, D. L., **Sistema para Medidas de Estados Isoméricos**. 2008. (Mestrado em Ciências) - Instituto de Física da Universidade de São Paulo, São Paulo, 2008.
- TULI, J. K., Nuclear Data Sheets for A=70. **Nuclear Data Sheets**, v. 103, p. 389 - 514, 2004.
- WINKLER, R. *et al.*, Quadrupole Collectivity beyond N = 28: Intermediate-Energy Coulomb Excitation of $^{47,48}\text{Ar}$. **Physical Review Letters**, v. 108, p. 182501-1 - 182501-5, 2012.

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

YOSHINAGA, N.; HIGASHIYAMA, K.; REGAN P.H., High-spin structure of neutron-rich Se, As, Ge, and Ga isotopes. **Physical Review C** , v.78, p. 044320-1 – 044320-12, 2008.

ZOBEL *et al.*, Gamma-spectroscopic investigations on ^{67}Ge . **Nuclear Physics A**, v. 346, p. 510–522, 1980.

APÊNDICE A: RESUMO ESTENDIDO EM ITALIANO

Uno dei modelli più affidabili per descrivere la struttura di un nucleo è il Large Scale Shell Model, che ha dimostrato di riprodurre con una buona accuratezza le proprietà nucleari. Nella regione di massa $A = 50 - 80$, gli orbitali $1g_{9/2}$ e $2d_{5/2}$ sono necessari per descrivere i cambiamenti di parità degli stati eccitati e le strutture deformate, ma il ruolo di questi due orbitali negli stati eccitati dei nuclei con numero di massa dispari e nuclei dispari-dispari, vicini alla linea di stabilità, è ancora da indagare.

In questa tesi, uno studio sistematico è stato eseguito per determinare il ruolo degli orbitali $1g_{9/2}$ e $2d_{5/2}$ nella formazione degli stati eccitati dei nuclei dispari-dispari $^{64,66,70}\text{Ga}$, considerando anche la descrizione con il Large Scale Shell Model dei nuclei di Zn, Ga e Ge con numero di massa dispari. Proprietà nucleari degli isotopi $^{64,66,70}\text{Ga}$ e del nucleo ^{67}Ge , come le energie degli stati eccitati e le vite medie degli isomeri, sono stati misurati presso l'Universidade de São Paulo, in Brasile, ed alla Florida State University, USA. Il John D. Fox Superconducting Accelerator Laboratory presso la Florida State University, USA, è dotato di un acceleratore elettrostatico, 9 MV tipo TANDEM, accoppiato ad un LINAC, e un spettrometro a raggi gamma che comprende 7 rivelatori di GeHP e 3 Clovers, tutti con soppressori Compton, mentre l'Istituto di Fisica dell' Universidade de São Paulo ha un acceleratore Pelletron, tipo TANDEM, modello 8-UD, e uno spettrometro per radiazione gamma e particelle cariche, noto come SACI-PERERE. Questo spettrometro è composto da 11 rivelatori telescopici "Phoswich", tipo $\Delta E-E$, per la rivelazione di particelle cariche e quattro rivelatori di GeHP con soppressori Compton. L'Istituto di Fisica dell' Università di São Paulo possiede anche un sistema per misurare le vite medie di stati isomerici senza fascio pulsato, noto come SISMEI. Questo sistema è composto da 10 rivelatori telescopici "Phoswich", due rivelatori di GeHP e uno di NaI(Tl). I nuclei $^{64,66,70}\text{Ga}$ e ^{67}Ge sono stati prodotti utilizzando differenti reazioni di fusione-evaporazione: $^{58}\text{Ni}(^{12}\text{C}, \text{xpyn}\alpha)^{64}\text{Ga}$, ^{67}Ge , con energia di fascio incidente pari a 56,2 MeV; $^{55}\text{Mn}(^{18}\text{O}, \text{xpyn}\alpha)^{66,70}\text{Ga}$, con energie di fascio incidente pari a 67,3 MeV e 50,4 MeV, per studiare i nuclei ^{66}Ga e ^{70}Ga ,

rispettivamente e $^{58}\text{Ni}(^{11}\text{B}, 2\text{pn})^{66}\text{Ga}$ e $^{51}\text{V}(^{19}\text{F}, \text{p}3\text{n})^{66}\text{Ga}$ con energie di fascio incidente pari a 44 MeV e 54 MeV, rispettivamente.

Trentaquattro nuove transizioni e 19 nuovi stati eccitati sono stati identificati nel nucleo ^{67}Ge , una nuova transizione e uno stato eccitato sono stati trovati nel nucleo ^{70}Ga , mentre gli stati eccitati e le transizioni dei nuclei $^{64,66}\text{Ga}$, conosciute nei lavori precedenti, sono stati confermati. Le multipolarità di alcune transizioni dei nuclei $^{64,66,70}\text{Ga}$ e ^{67}Ge sono stati determinati utilizzando il DCO ratio (Directional Correlations of γ -rays from Oriented States of Nuclei). Il valore misurato per la vita media del stato isomerico di energia uguale a 1464.33 (15) keV, appartenente al nucleo ^{66}Ga , è $T_{1/2} = 58,1$ (12) ns, mentre il valore misurato la vita media del stato isomerico di energia uguale a 751,70 (6) keV, appartenente al nucleo ^{67}Ge , è $T_{1/2} = 107,2$ (23) ns.

I risultati sperimentali ottenuti per i nuclei $^{64,66,70}\text{Ga}$ e ^{67}Ge ed anche i risultati sperimentali conosciuti per il ^{68}Ga ed i nuclei con massa dispari di Zn, Ga, Ge, sono stati confrontati con i risultati calcolati utilizzando il Large Scale Shell Model e cinque diverse interazioni efficaci: JUN45, FPG, FPG (Neutron Rich) e JJ4b-SDI, per descrivere gli eccitazioni al orbitale $1g_{9/2}$ e la interazione LNPS, per descrivere gli eccitazioni all'orbitale $2d_{5/2}$.

Lo studio degli isotopi con numero di massa dispari di Ga, Ge e Zn ha permesso trovare le limitazioni di ogni interazione e di identificare la contribuzione del protone/neutrone non accoppiato nella formazione degli stati eccitati di questi nuclei. Nel caso delle interazioni JUN45, FPG, FPG (Neutron Rich) e JJ4b-SDI, utilizzati nello spazio configurazione $f_5p g_9$, composto degli orbitali $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$, $2p_{1/2}$ e $1g_{9/2}$ per i protoni e neutroni, è stato osservato che nessuna delle interazioni descrive bene tutti gli isotopi considerati simultaneamente. Le interazione JUN45 e FPG sono quelle che descrivono la maggior quantità di nuclei e per questo furono scelte da utilizzare per calcolare i nuclei doppiamente dispari di Ga.

Confrontando i risultati ottenuti con l'interazione JUN45 con quelli della interazione FPG, è stato osservato che l'interazione JUN45 descrive sistematicamente meglio gli stati eccitati dei nuclei doppiamente dispari $^{64,66,68,70}\text{Ga}$. Entrambi interazione hanno dimostrato che le funzioni d'onda degli stati eccitati di parità negativa sono formate preferibilmente

dall'eccitazione di almeno un neutrone all'orbitale $1g_{9/2}$, mentre l'eccitazione del protone non accoppiato non è stata favorita. Gli stati di parità positive sono formate dall'eccitazione dei protoni e neutroni nella pf shell. Soltanto gli stati eccitati di più alto spin nei nuclei $^{68,70}\text{Ga}$ sono formati per la eccitazione di una coppia di nucleoni all'orbitale $1g_{9/2}$.

L'interazione LNPS è stata sviluppata per lavorare nello spazio di configurazione fp_{gd}, composto degli orbitale $1f_{7/2}$, $2p_{3/2}$, $1f_{5/2}$ e $2p_{1/2}$ per i protoni e lo spazio orbitale $f_{5p}g_9$ più l'orbitale $2d_{5/2}$ per i neutroni ed è stata utilizzata per spiegare nuclei ricchi in neutroni, in cui la pf shell è stata quasi piena e gli eccitazioni di neutroni sono possibile principalmente per gli orbitali $1g_{9/2}$ e $2d_{5/2}$. Questa interazione descrive bene gli stati eccitati dei nuclei ^{69}Zn e ^{69}Ge e gli stati di parità positiva del ^{71}Ge , però non è capace di descrivere bene gli isotopi $^{68,69,70,71}\text{Ga}$. I risultati delle funzione di onde di tutti questi nuclei, tuttavia, ha dimostrato che l'orbitale $2d_{5/2}$ non è occupato per i neutroni, soltanto l'orbitale $1g_{9/2}$ è occupato.

Questa tesi è stata divisa in sei capitoli, elencati di seguito: nel Capitolo 1 è stata delineata un'introduzione generale sulle motivazione a questo studio, i lavori precedenti e gli obiettivi di questa ricerca, mentre nel Capitolo 2 si descrive gli esperimenti, le reazioni utilizzati ed il metodo di riduzione e l'analisi dei dati. Il Capitolo 3 presenta i risultati sperimentali ottenuti per lo studio degli stati eccitati del nucleo ^{67}Ge ed degli isotopi dispari-dispari di Ga, compresi i risultati delle misure delle vite medie degli stati isomerici nei nuclei ^{66}Ga e ^{67}Ge . Nel Capitolo 4 è descritto il Large Scale Shell Model, mentre il capitolo 5 presenta i risultati calcolati utilizzando questo modello per gli stati eccitati degli isotopi doppiamente dispari di Ga e dei nuclei di Ge, Ga e Zn con numero di massa dispari. Nel capitolo 6 sono presentati le conclusioni di questo lavoro e le prospettive di studi futuri.

LISTA DE ILUSTRAÇÕES

Figura 2.1: (a) Espectrômetro SACI-PERERE, composto por uma câmara em forma de poliedro semi-regular, 11 detectores plásticos cintiladores do tipo “Phoswich” (“Phosphor Sandwich”), para detecção de partículas carregadas e 4 detectores de GeHP com supressores Compton e (b) vista interna da câmara em forma de poliedro semi-regular, juntamente com os detectores de partícula. O alvo utilizado nas reações de fusão-evaporação é posicionado no centro desta câmara.	23
Figura 2.2: Esquema da eletrônica do espectrômetro SACI-PERERE utilizada na experiência $^{58}\text{Ni}(^{11}\text{B}, 2\text{pn})^{66}\text{Ga}$. A linha em vermelho indica a mudança em relação à eletrônica usada na reação $^{51}\text{V}(^{19}\text{F}, \text{p}3\text{n})^{66}\text{Ga}$	25
Figura 2.3: Esquema da eletrônica do espectrômetro SACI-PERERE utilizada na experiência $^{51}\text{V}(^{19}\text{F}, \text{p}3\text{n})^{66}\text{Ga}$. As linhas em vermelho indicam as mudanças em relação à eletrônica usada na experiência $^{58}\text{Ni}(^{11}\text{B}, 2\text{pn})^{66}\text{Ga}$	26
Figura 2.4: Pulso emitido pelo detector de partículas “Phoswich”. O decaimento rápido refere-se à energia depositada na região ΔE e o decaimento lento refere-se à energia depositada na região E. As janelas de 30ns (G.R.) e 200ns (G.L.) indicam aos QDC’s o tempo de conversão de cada região.	28
Figura 2.5: “Clover Array” disponível no “John D. Fox Superconducting Accelerator Laboratory”, pertencente à Universidade Estadual da Flórida, Tallahassee, EUA. Este array é composto por 7 detectores de GeHP e 3 “Clovers”, todos com supressores Compton.	31
Figura 2.6: Esquema da eletrônica de aquisição do “Clover Array” pertencente à Florida State University, Tallahassee, EUA. Este sistema possui 7 detectores de GeHP e 3 “Clovers”.	32
Figura 2.7: (a) Diagrama esquemático do SISMEI e (b) vista superior. Pode-se observar: uma peça cônica (1), cuja extremidade menor fica acoplada ao SACI, um detector cintilador de raios γ de NaI(Tl) (2), dois detectores semicondutores de raios γ de GeHP com supressor Compton (3) e (4), duas peças de chumbo (5) e (6) com 5 cm e 7 cm de espessura que blindam os detectores de GeHP e NaI(Tl) posicionados no “stopper”, e o Sistema Ancilar de Cintiladores (SACI) (7). O alvo é posicionado no centro do SACI.	35

- Figura 2.8: Esquema da eletrônica do SISMEI utilizada nas experiências de medida de estados isoméricos dos núcleos ^{66}Ga , ^{67}Ge e ^{68}As 37
- Figura 2.9: Pontos experimentais obtidos a partir das fontes radioativas ^{152}Eu e ^{66}Ga (em preto) e curva ajustada (em vermelho) para determinação da eficiência relativa média dos 18 cristais de GeHP na experiência $^{55}\text{Mn}(^{18}\text{O}, 2\text{pn})^{70}\text{Ga}$. A incerteza experimental é do tamanho dos pontos. 41
- Figura 2.10: Espectros de tempo dos detectores de GeHP para as experiências (a) $^{58}\text{Ni}(^{11}\text{B}, 2\text{pn})^{66}\text{Ga}$, (b) $^{51}\text{V}(^{19}\text{F}, \text{p}3\text{n})^{66}\text{Ga}$ e (c) realizadas na Universidade Estadual da Flórida, Tallahassee, EUA. 42
- Figura 2.11: Histograma bi-paramétrico ΔE - E 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”, “x”, “ γ +n” correspondem, respectivamente, às partículas α , prótons, partículas (α ou p) que pararam na primeira parte do detector (ΔE) e raios γ e nêutrons que interagiram com o detector. 44
- Figura 2.12: Distribuição angular ($W(\theta)$) da radiação emitida (a) dipolar ou (b) quadrupolar por um núcleo residual em função do ângulo, quando há uma direção preferencial para essa emissão. 47
- Figura 2.13: Razão DCO em função do grau de mistura multipolar δ , calculada através do programa CORR, para transições correspondentes a (a) $\Delta J=1$ e (b) $\Delta J=0$ para o arranjo experimental SACI-PERERE. 50
- Figura 2.14: Razão DCO em função do grau de mistura multipolar δ , calculada através do programa CORR, para transições correspondentes a (a) $\Delta J=1$ e (b) $\Delta J=0$ para o arranjo experimental “*FSU Clover Array*”..... 51
- Figura 2.15: Projeção total em energia da matriz de coincidência γ_{atrasado} -tempo para as experiências (a) $^{58}\text{Ni}(^{11}\text{B}, \text{xaypzn})$ e (b) $^{58}\text{Ni}(^{12}\text{C}, \text{xaypzn})$. Os raios X do “*stopper*” de chumbo são marcados com o símbolo “X”. As transições marcadas com o símbolo “*” são transições cujo espectro de tempo apresentam somente o pico de “*Prompt*”..... 52
- Figura 2.16: Esquema de níveis parcial (a partir do decaimento do estado isomérico, em vermelho) para os núcleos: (a) ^{66}Ga (SINGH, 2007), (b) ^{67}Ge (JUNDE; XIAOLONG.; TULI, 2005) e (c) ^{68}As (MCCUTCHAN, 2012). As energias das transições e dos estados são dadas em keV..... 52

- Figura 2.17: Espectro de tempo da transição de 734 keV que depopula o estado isomérico do núcleo ^{67}Ge . Este espectro foi obtido a partir do gate em energia nesta transição, sem subtração de fundo Compton. As regiões demarcadas pelas linhas pontilhadas indicam: o pico de “*Prompt*”, responsável pela resolução temporal do espectro, parte do espectro que decai em vôo e sofre atenuação da blindagem e a região do decaimento propriamente dito com contribuições de fundo de outras transições devido a não subtração do fundo Compton no “*gate*” em energia da matriz $\gamma_{\text{atrasado}}-\text{tempo}$ 53
- Figura 3.1: Esquema de níveis do núcleo ^{67}Ge obtido com a experiência $^{58}\text{Ni}(^{12}\text{C}, 2\text{pn})$. As energias são dadas em keV e as larguras das setas indicam as intensidades dos raios γ . As transições marcadas com * representam novas transições propostas como pertencente a este núcleo. 58
- Figura 3.2: Espectro de raios γ em coincidência com as transições 994,95 (3) e 1326,42 (3) keV, pertencentes ao núcleo ^{67}Ge . As transições, cujas energias (em keV) estão identificadas, pertencem ao núcleo ^{67}Ge , enquanto que as transições mais intensas pertencentes a outros núcleos também são identificadas. 59
- Figura 3.3: Espectro de raios γ em coincidência com as transições 418,82 (3) e 533,86 (3) keV, pertencentes ao núcleo ^{67}Ge . As transições, cujas energias (em keV) estão identificadas, pertencem ao núcleo ^{67}Ge , enquanto que as transições mais intensas pertencentes a outros núcleos também são identificadas. 59
- Figura 3.4 Espectro de raios γ em coincidência com a transição 114,21 (5) keV, pertencente ao núcleo ^{67}Ge . As transições, cujas energias (em keV) estão identificadas, pertencem ao núcleo ^{67}Ge , enquanto que as transições mais intensas pertencentes a outros núcleos também são identificadas. 60
- Figura 3.5: Espectro de raios γ em coincidência com as transições 598,54 (4) e 1292,49 (6) keV, pertencentes ao núcleo ^{67}Ge . As transições, cujas energias (em keV) estão identificadas, pertencem ao núcleo ^{67}Ge , enquanto que as transições mais intensas pertencentes a outros núcleos também são identificadas. 61
- Figura 3.6: Espectro de raios γ em coincidência com a transição 1966,63 (7) keV, pertencente ao núcleo ^{67}Ge . As transições, cujas energias (em keV) estão identificadas, pertencem ao núcleo ^{67}Ge , enquanto que as transições mais intensas pertencentes a outros núcleos também são identificadas. 61

- Figura 3.7: Espectro de raios γ em coincidência com as transições 778,86 (4) e 889,46 (4) keV, pertencentes ao núcleo ^{67}Ge . As transições, cujas energias (em keV) estão identificadas, pertencem ao núcleo ^{67}Ge , enquanto que as transições mais intensas pertencentes a outros núcleos também são identificadas. 62
- Figura 3.8: Espectro de raios γ em coincidência com a transição 708,93 (3) keV, pertencente ao núcleo ^{67}Ge . As transições, cujas energias (em keV) estão identificadas, pertencem ao núcleo ^{67}Ge , enquanto que as transições mais intensas pertencentes a outros núcleos também são identificadas. 62
- Figura 3.9: Espectro de raios γ em coincidência com a transição 732,05 (5) keV, pertencente ao núcleo ^{67}Ge . As transições, cujas energias (em keV) estão identificadas, pertencem ao núcleo ^{67}Ge , enquanto que as transições mais intensas pertencentes a outros núcleos também são identificadas. 63
- Figura 3.10: Esquema de níveis do núcleo ^{64}Ga obtido com a experiência $^{58}\text{Ni}(^{12}\text{C}, \alpha\text{pn})$. As energias são dadas em keV e as larguras das setas indicam as intensidades dos raios γ 66
- Figura 3.11: Espectro de raios γ em coincidência com as transições 127,25 (3) e 663,90 (4) keV, pertencentes ao núcleo ^{64}Ga . As transições, cujas energias (em keV) estão identificadas, pertencem ao núcleo ^{64}Ga , enquanto que as transições mais intensas pertencentes a outros núcleos também são identificadas. 67
- Figura 3.12: Esquema de níveis do núcleo ^{66}Ga . As energias dos estados e dos raios gama são dadas em keV e as larguras das setas indicam as intensidades dos raios γ 70
- Figura 3.13: Espectro de raios γ em coincidência com a transição de 252,37 (4) keV proveniente das reações (a) $^{58}\text{Ni}(^{11}\text{B}, 2\text{pn})^{66}\text{Ga}$ e (b) $^{55}\text{Mn}(^{18}\text{O}, \alpha 3\text{n})^{66}\text{Ga}$. As transições cujas energias (em keV) estão identificadas pertencem ao núcleo ^{66}Ga 70
- Figura 3.14: Esquema de níveis do núcleo ^{70}Ga obtido com a experiência $^{55}\text{Mn}(^{18}\text{O}, 2\text{pn})$. As energias são dadas em keV e as larguras das setas indicam as intensidades dos raios γ . A transição marcada com * representa uma nova transição proposta como pertencente a este núcleo. 72
- Figura 3.15: Espectro de raios γ em coincidência com as transições 154,49 (4) e 690,69 (4) keV, pertencentes ao núcleo ^{70}Ga . As transições, cujas energias (em keV) estão identificadas, pertencem ao núcleo ^{70}Ga enquanto que as transições mais intensas pertencentes a outros núcleos também são identificadas. 73

- Figura 3.16: Espectro de raios γ em coincidência com as transições 915,31 (12) e 1229,93 (7) keV, pertencentes ao núcleo ^{70}Ga . As transições, cujas energias (em keV) estão identificadas, pertencem ao núcleo ^{70}Ga enquanto que as transições mais intensas pertencentes a outros núcleos também são identificadas..... 73
- Figura 3.17: (a) Esquema de níveis parcial (a partir do decaimento do estado isomérico, em vermelho) do núcleo ^{68}As (MCCUTCHAN, 2012) e (b) ajuste do decaimento considerando-se a resolução do espectro de tempo para o estado isomérico de energia igual a 2157,8 (2) keV pertencente ao núcleo ^{68}As . O espectro de tempo foi obtido através da soma das contagens obtidas através de gates nas transições 158, 338, 343 e 854 keV..... 76
- Figura 3.18: (a) Esquema de níveis parcial (a partir do decaimento do estado isomérico, em vermelho) do núcleo ^{66}Ga e (b) ajuste do decaimento considerando-se a resolução do espectro de tempo para o estado isomérico de energia igual a 1464,33 (15) keV pertencente ao núcleo ^{66}Ga . O espectro de tempo foi obtido através da soma das contagens obtidas através de gates nas transições 96, 113, 252, 448, 487, 600, 834 e 935 keV..... 76
- Figura 3.19: (a) Esquema de níveis parcial (a partir do decaimento do estado isomérico, em vermelho) do núcleo ^{67}Ge e (b) ajuste do decaimento considerando-se a resolução do espectro de tempo para o estado isomérico de energia igual a 751,70 (6) keV pertencente ao núcleo ^{67}Ge . O espectro de tempo foi obtido através da soma das contagens obtidas através de gate na transição 735 keV..... 77
- 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, p. 52)..... 81
- Figura 5.1: Comparação dos estados excitados experimentais (exp) dos isótopos $^{63,65,67,69}\text{Zn}$ (JUNDE.; DONG; MEIRONG, 2012; BROWNE; TULI, 2010b; JUNDE; XIAOLONG; TULI, 2005; BHAT; TULI, 2000, respectivamente) de paridade (a) negativa e (b) positiva com os resultados obtidos através do código Antoine utilizando a interação efetiva JUN45 e o espaço de configuração $f_5p_{g_9}$. As energias dos estados são dadas em keV..... 89
- Figura 5.2: Comparação dos estados excitados experimentais (exp) dos isótopos $^{65,67,69,71}\text{Ge}$ (BROWNE; TULI, 2010b; JUNDE; XIAOLONG; TULI, 2005;

BHAT; TULI, 2000; ABUSALEEM; SINGH, 2011, respectivamente) de paridade (a) negativa e (b) positiva com os obtidos através do código Antoine utilizando a interação efetiva JUN45 e o espaço de configuração f_5pg_9 . As energias dos estados são dadas em keV. 90

Figura 5.3: Comparação dos estados excitados experimentais (exp) dos isótopos $^{63,65,67,69,71}\text{Ga}$ (JUNDE.; DONG; MEIRONG, 2012; BROWNE; TULI, 2010b; JUNDE; XIAOLONG; TULI, 2005; BHAT; TULI, 2000; ABUSALEEM; SINGH, 2011, respectivamente) de paridade (a) negativa e (b) positiva com os obtidos através do código Antoine utilizando a interação efetiva JUN45 e o espaço de configuração f_5pg_9 . As energias dos estados são dadas em keV. 91

Figura 5.4: Comparação dos estados excitados experimentais (exp) dos isótopos $^{63,65,67,69}\text{Zn}$ (JUNDE.; DONG; MEIRONG, 2012; BROWNE; TULI, 2010b; JUNDE; XIAOLONG; TULI, 2005; BHAT; TULI, 2000, respectivamente) de paridade (a) negativa e (b) positiva com os obtidos através do código Antoine utilizando a interação efetiva FPG e o espaço de configuração f_5pg_9 . As energias dos estados são dadas em keV. 93

Figura 5.5: Comparação dos estados excitados experimentais (exp) dos isótopos $^{65,67,69,71}\text{Ge}$ (BROWNE; TULI, 2010b; JUNDE; XIAOLONG; TULI, 2005; BHAT; TULI, 2000; ABUSALEEM; SINGH, 2011, respectivamente) de paridade (a) negativa e (b) positiva com os obtidos através do código Antoine utilizando a interação efetiva FPG e o espaço de configuração f_5pg_9 . As energias dos estados são dadas em keV. 94

Figura 5.6: Comparação dos estados excitados experimentais (exp) dos isótopos $^{63,65,67,69,71}\text{Ga}$ (JUNDE.; DONG; MEIRONG, 2012; BROWNE; TULI, 2010b; JUNDE; XIAOLONG; TULI, 2005; BHAT; TULI, 2000; ABUSALEEM; SINGH, 2011, respectivamente) de paridade (a) negativa e (b) positiva com os obtidos através do código Antoine utilizando a interação efetiva FPG e o espaço de configuração f_5pg_9 . As energias dos estados são dadas em keV. 95

Figura 5.7: Comparação dos estados excitados experimentais (exp) dos isótopos $^{63,65,67,69}\text{Zn}$ (JUNDE.; DONG; MEIRONG, 2012; BROWNE; TULI, 2010b; JUNDE; XIAOLONG; TULI, 2005; BHAT; TULI, 2000, respectivamente) de paridade (a) negativa e (b) positiva com os obtidos através do código Antoine utilizando a interação efetiva FPG (Neutron Rich) e o espaço de configuração f_5pg_9 . As energias dos estados são dadas em keV. 97

Figura 5.8: Comparação dos estados excitados experimentais (exp) dos isótopos $^{65,67,69,71}\text{Ge}$ (BROWNE; TULI, 2010b; JUNDE; XIAOLONG; TULI, 2005; BHAT; TULI, 2000; ABUSALEEM; SINGH, 2011, respectivamente) de paridade (a) negativa e (b) positiva com os obtidos através do código Antoine utilizando a interação efetiva FPG (Neutron Rich) e o espaço de configuração f_5pg_9 . As energias dos estados são dadas em keV.	98
Figura 5.9: Comparação dos estados excitados experimentais (exp) dos isótopos $^{63,65,67,69,71}\text{Ga}$ (JUNDE.; DONG; MEIRONG, 2012; BROWNE; TULI, 2010b; JUNDE; XIAOLONG; TULI, 2005; BHAT; TULI, 2000; ABUSALEEM; SINGH, 2011, respectivamente) de paridade (a) negativa e (b) positiva com os obtidos através do código Antoine utilizando a interação efetiva FPG (Neutron Rich) e o espaço de configuração f_5pg_9 . As energias dos estados são dadas em keV.	99
Figura 5.10: Comparação dos estados excitados experimentais (exp) dos isótopos $^{63,65,67,69}\text{Zn}$ (JUNDE.; DONG; MEIRONG, 2012; BROWNE; TULI, 2010b; JUNDE; XIAOLONG; TULI, 2005; BHAT; TULI, 2000, respectivamente) de paridade (a) negativa e (b) positiva com os obtidos através do código Antoine utilizando a interação efetiva JJ4b-SDI e o espaço de configuração f_5pg_9 . As energias dos estados são dadas em keV.	100
Figura 5.11: Comparação dos estados excitados experimentais dos isótopos (exp) $^{65,67,69,71}\text{Ge}$ (BROWNE; TULI, 2010b; JUNDE; XIAOLONG; TULI, 2005; BHAT; TULI, 2000; ABUSALEEM; SINGH, 2011, respectivamente) de paridade (a) negativa e (b) positiva com os obtidos através do código Antoine utilizando a interação efetiva JJ4b-SDI e o espaço de configuração f_5pg_9 . As energias dos estados são dadas em keV.	101
Figura 5.12: Comparação dos estados excitados experimentais (exp) dos isótopos $^{63,65,67,69,71}\text{Ga}$ (JUNDE.; DONG; MEIRONG, 2012; BROWNE; TULI, 2010b; JUNDE; XIAOLONG; TULI, 2005; BHAT; TULI, 2000; ABUSALEEM; SINGH, 2011, respectivamente) de paridade (a) negativa e (b) positiva com os obtidos através do código Antoine utilizando a interação efetiva JJ4b-SDI e o espaço de configuração f_5pg_9 . As energias dos estados são dadas em keV.	102
Figura 5.13: Ocupação média dos orbitais de prótons para o estado $9/2^-$ considerando as interações (a) JUN45 e (b) FPG, em função do aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{63,65,67,69}\text{Zn}$	104

Figura 5.14: Ocupação média dos orbitais de prótons para o estado $13/2^+$ considerando as interações (a) JUN45 e (b) FPG, em função do aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{63,65,67,69}\text{Zn}$.	105
Figura 5.15: Ocupação média dos orbitais de prótons para o estado $17/2^+$ considerando as interações (a) JUN45 e (b) FPG, em função do aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{63,65,67,69}\text{Zn}$.	105
Figura 5.16: Ocupação média dos orbitais de nêutrons para o estado $1/2^-$ considerando as interações efetivas (a) JUN45 e (b) FPG, em função do aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{63,65,67,69}\text{Zn}$.	106
Figura 5.17: Ocupação média dos orbitais de nêutrons para o estado $5/2^-$ considerando as interações efetivas (a) JUN45 e (b) FPG, em função do aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{63,65,67,69}\text{Zn}$.	107
Figura 5.18: Ocupação média dos orbitais de nêutrons para o estado $7/2^-$ considerando as interações efetivas (a) JUN45 e (b) FPG, em função do aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{63,65,67,69}\text{Zn}$.	107
Figura 5.19: Ocupação média dos orbitais de nêutrons para os estados $11/2^+$ e $17/2^+$ considerando as interações efetivas JUN45 e FPG, em função do aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{63,65,67,69}\text{Zn}$.	108
Figura 5.20: ocupação média dos orbitais de prótons para o estado $7/2^-$ utilizando as interações (a) JUN45 e (b) FPG considerando o aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{65,67,69,71}\text{Ge}$.	109
Figura 5.21: ocupação média dos orbitais de prótons para o estado $5/2^-$ utilizando as interações (a) JUN45 e (b) FPG considerando o aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{65,67,69,71}\text{Ge}$.	110
Figura 5.22: Ocupação média dos orbitais de prótons para o estado $15/2^+$ utilizando as interações (a) JUN45 e (b) FPG considerando o aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{65,67,69,71}\text{Ge}$.	110
Figura 5.23: Ocupação média dos orbitais de nêutrons para o estado $1/2^-$ considerando as interações efetivas (a) JUN45 e (b) FPG, em função do aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{65,67,69,71}\text{Ge}$.	111
Figura 5.24: Ocupação média dos orbitais de nêutrons para o estado $5/2^-$ considerando as interações efetivas (a) JUN45 e (b) FPG, em função do aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{65,67,69,71}\text{Ge}$.	111

Figura 5.25: Ocupação média dos orbitais de nêutrons para o estado $7/2^-$ considerando as interações efetivas (a) JUN45 e (b) FPG, em função do aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{65,67,69,71}\text{Ge}$	112
Figura 5.26: Ocupação média dos orbitais de nêutrons para o estado $9/2^+$ considerando as interações efetivas (a) JUN45 e (b) FPG, em função do aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{65,67,69,71}\text{Ge}$	113
Figura 5.27: Ocupação média dos orbitais de nêutrons para o estado $17/2^+$ considerando as interações efetivas (a) JUN45 e (b) FPG, em função do aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{65,67,69,71}\text{Ge}$	113
Figura 5.28: Ocupação média dos orbitais de prótons para o estado $1/2^-$, considerando as interações efetivas (a) JUN45 e (b) FPG, em função do aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{63,65,67,69,71}\text{Ga}$	114
Figura 5.29: Ocupação média dos orbitais de prótons para o estado $3/2^-$ considerando as interações efetivas (a) JUN45 e (b) FPG, em função do aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{63,65,67,69,71}\text{Ga}$	115
Figura 5.30: Ocupação média dos orbitais de prótons para o estado $7/2^-$ considerando as interações efetivas (a) JUN45 e (b) FPG, em função do aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{63,65,67,69,71}\text{Ga}$	115
Figura 5.31: Ocupação média dos orbitais de prótons para o estado $9/2^-$ considerando as interações efetivas (a) JUN45 e (b) FPG, em função do aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{63,65,67,69,71}\text{Ga}$	116
Figura 5.32: Ocupação média dos orbitais de prótons para o estado $9/2^+$ considerando as interações efetivas (a) JUN45 e (b) FPG, em função do aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{63,65,67,69,71}\text{Ga}$	116
Figura 5.33: Ocupação média dos orbitais de prótons para o estado $13/2^+$ considerando as interações efetivas (a) JUN45 e (b) FPG, em função do aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{63,65,67,69,71}\text{Ga}$	117
Figura 5.34: Ocupação média dos orbitais de prótons para o estado $15/2^+$ considerando as interações efetivas (a) JUN45 e (b) FPG, em função do aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{63,65,67,69,71}\text{Ga}$	118
Figura 5.35: Ocupação média dos orbitais de nêutrons para os estados $1/2^-$ e $3/2^-$ considerando as interações efetivas JUN45 e FPG, em função do aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{63,65,67,69,71}\text{Ga}$	119

- Figura 5.36: Ocupação média dos orbitais de nêutrons para o estado $5/2^-$ considerando as interações efetivas (a) JUN45 e (b) FPG, em função do aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{63,65,67,69,71}\text{Ga}$ 120
- Figura 5.37: Ocupação média dos orbitais de nêutrons para o estado $9/2^+$ considerando as interações efetivas (a) JUN45 e (b) FPG, em função do aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{63,65,67,69,71}\text{Ga}$ 120
- Figura 5.38: Ocupação média dos orbitais de nêutrons para o estado $15/2^+$ considerando as interações efetivas (a) JUN45 e (b) FPG, em função do aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{63,65,67,69,71}\text{Ga}$ 121
- Figura 5.39: Comparação dos estados excitados experimentais (exp) dos isótopos $^{63,65,67,69}\text{Zn}$ (JUNDE.; DONG; MEIRONG, 2012; BROWNE; TULI, 2010b; JUNDE; XIAOLONG; TULI, 2005; BHAT; TULI, 2000, respectivamente) de paridade (a) negativa e (b) positiva com os obtidos através do código Antoine utilizando a interação efetiva FPG e o espaço de configuração fp para prótons e f_5pg_9 para nêutrons. Neste gráfico também são mostrados os resultados obtidos anteriormente considerando para prótons e nêutrons o espaço de configurações f_5pg_9 . As energias dos estados são dadas em keV. 123
- Figura 5.40: Comparação dos estados excitados experimentais (exp) dos isótopos $^{64,66,68,70}\text{Ga}$ (SINGH, 2007; BROWNE; TULI, 2010a; MCCUTCHAN, 2012 e TULI, 2004, respectivamente) de paridade (a) positiva e (b) negativa com os obtidos através do código Antoine utilizando a interação efetiva JUN45 e o espaço de configuração f_5pg_9 . As energias dos estados são dadas em keV. 126
- Figura 5.41: Comparação dos estados excitados experimentais dos isótopos $^{64,66,68,70}\text{Ga}$ (SINGH, 2007; BROWNE; TULI, 2010a; MCCUTCHAN, 2012 e TULI, 2004, respectivamente) de paridade (a) positiva e (b) negativa com os obtidos através do código Antoine utilizando a interação efetiva FPG e o espaço de configuração f_5pg_9 . As energias dos estados são dadas em keV. 127
- Figura 5.42: ocupação média dos orbitais de prótons para o estado 0^+ utilizando as interações (a) JUN45 e (b) FPG considerando o aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{64,66,68,70}\text{Ga}$ 128
- Figura 5.43: Ocupação média dos orbitais de prótons para o estado 1^+ utilizando as interações (a) JUN45 e (b) FPG considerando o aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{64,66,68,70}\text{Ga}$ 129

Figura 5.44: Ocupação média dos orbitais de prótons para o estado 5^+ utilizando as interações (a) JUN45 e (b) FPG considerando o aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{64,66,68,70}\text{Ga}$.	129
Figura 5.45: Ocupação média dos orbitais de prótons para o estado 6^+ utilizando as interações (a) JUN45 e (b) FPG considerando o aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{64,66,68,70}\text{Ga}$.	130
Figura 5.46: Ocupação média dos orbitais de prótons para o estado 9^+ utilizando as interações (a) JUN45 e (b) FPG considerando o aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{64,66,68,70}\text{Ga}$.	130
Figura 5.47: Ocupação média dos orbitais de prótons para o estado 11^+ utilizando as interações (a) JUN45 e (b) FPG considerando o aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{64,66,68,70}\text{Ga}$.	131
Figura 5.48: Ocupação média dos orbitais de prótons para o estado 2^- utilizando as interações (a) JUN45 e (b) FPG considerando o aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{64,66,68,70}\text{Ga}$.	131
Figura 5.49: Ocupação média dos orbitais de prótons para o estado 2^- utilizando as interações (a) JUN45 e (b) FPG considerando o aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{64,66,68,70}\text{Ga}$.	132
Figura 5.50: Ocupação média dos orbitais de prótons para o estado 4^- utilizando as interações (a) JUN45 e (b) FPG considerando o aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{64,66,68,70}\text{Ga}$.	132
Figura 5.51: Ocupação média dos orbitais de nêutrons para o estado 0^+ utilizando as interações (a) JUN45 e (b) FPG considerando o aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{64,66,68,70}\text{Ga}$.	133
Figura 5.52: Ocupação média dos orbitais de nêutrons para o estado 1^+ utilizando as interações (a) JUN45 e (b) FPG considerando o aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{64,66,68,70}\text{Ga}$.	134
Figura 5.53: Ocupação média dos orbitais de nêutrons para o estado 5^+ utilizando as interações (a) JUN45 e (b) FPG considerando o aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{64,66,68,70}\text{Ga}$.	134
Figura 5.54: Ocupação média dos orbitais de nêutrons para o estado 6^+ utilizando as interações (a) JUN45 e (b) FPG considerando o aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{64,66,68,70}\text{Ga}$.	135

- Figura 5.55: Ocupação média dos orbitais de nêutrons para o estado 9^+ utilizando as interações (a) JUN45 e (b) FPG considerando o aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{64,66,68,70}\text{Ga}$ 136
- Figura 5.56: Ocupação média dos orbitais de nêutrons para o estado 11^+ utilizando as interações (a) JUN45 e (b) FPG considerando o aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{64,66,68,70}\text{Ga}$ 136
- Figura 5.57: Ocupação média dos orbitais de nêutrons para o estado 2^- utilizando as interações (a) JUN45 e (b) FPG considerando o aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{64,66,68,70}\text{Ga}$ 137
- Figura 5.58: Ocupação média dos orbitais de nêutrons para o estado 4^- utilizando as interações (a) JUN45 e (b) FPG considerando o aumento do número de nêutrons para os isótopos $^{64,66,68,70}\text{Ga}$ 137
- Figura 5.59: Comparação dos estados excitados experimentais (exp) dos isótopos $^{67,69}\text{Zn}$ (JUNDE; XIAOLONG; TULI, 2005; BHAT; TULI, 2000, respectivamente) de paridade (a) negativa e (b) positiva com os obtidos através do código Antoine utilizando a interação efetiva LNPS e o espaço de configuração fpgd. As energias dos estados são dadas em keV. 150
- Figura 5.60: Comparação dos estados excitados experimentais (exp) dos isótopos $^{69,71}\text{Ge}$ (BHAT; TULI, 2000; ABUSALEEM; SINGH, 2011, respectivamente) de paridade (a) negativa e (b) positiva com os obtidos através do código Antoine utilizando a interação efetiva LNPS e o espaço de configuração fpgd. As energias dos estados são dadas em keV. 151
- Figura 5.61: Comparação dos estados excitados experimentais (exp) dos isótopos $^{69,71}\text{Ga}$ (BHAT; TULI, 2000; ABUSALEEM; SINGH, 2011, respectivamente) de paridade (a) negativa e (b) positiva com os obtidos através do código Antoine utilizando a interação efetiva LNPS e o espaço de configuração fpgd. As energias dos estados são dadas em keV. 152
- Figura 5.62: Comparação dos estados excitados experimentais dos isótopos $^{68,70}\text{Ga}$ (MCCUTCHAN, 2012 ; TULI, 2004, respectivamente) de paridade (a) positiva e (b) negativa com os obtidos através do código Antoine utilizando a interação efetiva LNPS e o espaço de configuração fpgd. As energias dos estados são dadas em keV. 152