

универзитет у новом саду

ПРИРОДНО-МАТЕМАТИЧКИ ФАКУЛТЕТ



ДЕПАРТМАН ЗА ФИЗИКУ

Јована Николов

# ИЗУЧАВАЊЕ НУКЛЕАРНЕ СТРУКТУРЕ МЕТОДАМА НИСКОТЕМПЕРАТУРСКИХ НУКЛЕАРНИХ ОРИЈЕНТАЦИЈА

-ДОКТОРСКА ДИСЕРТАЦИЈА-

Нови Сад, 2013.



"And why nuclear physics

My answer is the same as that of the young student who chose nuclear physics - it is a field of basic research with fascinating fundamental problems and applications to many other areas such as medicine and material science.

I believe that nuclear physics is so broad that it is well on the way to becoming the most general natural science"

Професор Paul Kienle, Physics World, 1993 (преузето из доктората Mats Londroos-a, 1993)





У ових пар редова дозволићу себи да изразим како се осећам у овом моменту када завршавам још једну етапу у одрастању и професионалном развоју.

Експериментални део ове докторске дисертације урађен је у оквиру ISOLDE-NICOLE колаборације у CERN-у.

Посебну захвалност дугујем свим члановима ISOLDE-NICOLE колаборације што су ме прихватили као део своје групе и пружили ми могућност да будем активни члан свих експеримената од 2010.године и да учествујем у свим анализама, дискусијама и будућим колаборацијским плановима. Осећам обавезу да све ове врхунске професоре и истраживаче који су ми помогли у изради доктората и појединачно поменем: Nicholas Stone, Jirina Stone, Takashi Ohtsubo, Suguru Muto (који, на жалост, није дочекао завршетак овог доктората), Carole Gaulard, Gary Simpson, Ulli Koster, William Walters, Phill Walkep, Carrol Bingham, Stephanie Roccia и други.

Када неко помене нуклеарне магнетне моменте и структуру језгра сви помисле на Nick Stone-a, професора са Универзитета у Оксфорду (сада професор на Универзитету у Тенесију) и научника који иза себе има импозантну каријеру. Nick се и поред свега поменутог према мени увек опходио као према равноправној колегиници, без икаквих предрасуда. Од њега сам пуно научила. Nick и Jirina су можда и најзаслужнији што је овај докторат у релативно кратком року приведен крају, они су веровали у мене а то је велика





част и посебна одговорност. Поред увођења у све експерименталне детаље нискотемпреатурских нуклеарних оријентација, са Jirinom Stone проводила сам сате и сате у разговорима преко интернета, и од ње научила како да анализирам огромне количине прикупљених експерименталних података. Колега из Јапана, Takashi је и поред својих обавеза увек налазио времена да одговори на моја питања и несебично ми помагао кад год је требало.

То је један тим чији сам део, али још и више времена проводим у другом тиму, овде у Србији.

Када сам се пре пар година придружила Катедри за нуклеарну физику, отворио ми се један потпуно другачији свет. Уз пуно посла како у рутинским мерењима у лабораторији, тако и у реализацији нових идеја и пројеката, али и у раду са студентима они су увек били уз мене, прихватили ме као део тима и директно или индиректно помогли у мом напредку својим знањем и драгоценим искуством. Зато велику захвалност дугујем свим члановима катедре за нуклеарну физику, мојим колегама, које овде морам поменути по именима: Проф.др Иштвану Бикиту, Проф. др Јарославу Сливки, Проф.др Миодрагу Крмару, Проф.др Наташи Тодоровић, мр Софији Форкапић, Проф.др Душану Мрђи, Проф.др Тијани Продановић, др Николи Јованчевић, Кристини Бикит, Јану Хансман, Милету Угарчини и Небојши Крстић.





Проф.др Мирослава Весковића сам намерно изоставила из списка чланова катедре, јер њему дугујем посебну захвалност. Професор Весковић је ментор овог доктората, који је мене увео у "егзотични" свет нуклеарне структуре и трудио се да ми и поред свих својих обавеза буде увек на располагању, да ме усмерава и не дозволи да "залутам". Од њега сам пуно научила и још увек учим. Сан сваког физичара је да оде у CERN, то је организација која нам својом величином и начином функционисања свима делује импозантно. Мој сан је пре тачно три године остварио управо професор Весковић када ме је повео да присуствујем ISOLDE-NICOLE експерименту. Никада нећу заборавити први колаборацијски експеримент коме сам присуствовала, сви ти дани и непроспаване ноћи у ишчекивању жељеног сигнала, али и дружење и рад са врхунским стручњацима у овој области представљају драгоцено искуство.

И не могу да завршим, а да не поменем и оне који су одувек веровали у мене и имали разумевања за све моје успоне и падове. Велико хвала и мојим родитељима, сестрама, Нини... и мом Влади...

Нови Сад, 01.07.2013

Јована Николов



# САДРЖАЈ

увод			1
1.	НУКЛЕАРНИ МОМЕНТИ		
1.1.	Нук.	леарни моменти као параметар за изучавање нуклеарне структуре	. 10
1.2.	Мон	юполни, диполни и квадруполни моменти	. 12
1.2.1.		Средњи квадрат наелектрисања језгра	. 12
1.2.2.		Нуклеарни магнетни диполни момент	. 15
1.2.	3.	Нуклеарни електрични квадруполни момент	. 19
1.3.	Mep	ење статичких нуклеарних момената: основни принципи	. 23
1.3.	1.	Електромагнетна поља у атому – хиперфина структура атома	. 24
1.3.	2.	Споља примењено електромагнетно поље	. 28
2.	НУК	ЛЕАРНЕ ОРИЈЕНТАЦИЈЕ	. 35
2.1.	Еле	ктромагнетни прелази језгра	. 35
2.1.	1.	Емисија гама зрачења	. 36
2.1.	2.	Мултиполне смеше	. 39
2.1.	3.	Угаона дистрибуција гама зрачења	. 41
2.2.	Ори	јентација атомских језгара	. 43
2.3.	Mep	ење нуклеарних оријентација	. 46
2.4.	Фор	мализам нуклеарних оријентација	. 48
2.4.	1.	Угаони дистрибуциони коефицијенти, Α <sub>λ</sub>	. 49
2.4.	2.	Оријентациони коефицијенти, Β <sub>λ</sub>	. 55
2.4.	3.	Ефекат нерегистрованих прелаза, U <sub>λ</sub>	. 58
2.4.	4.	Удео језгара која осећају пуну вредност хиперфиног поља, "Fraction in good sites", <i>f</i>	. 60
2.4.	5.	Ефекат изазван коначним димензијама детектора, $Q_{\lambda}$	. 62
2.5.	Хип	ерфине интеракције	. 63
2.5.	1.	Порекло хиперфиног поља	. 64
2.5.2. 2.5.3.		Поларизација језгра	. 65
		Хиперфина аномалија	. 65
3.	дин	АМИКА НУКЛЕАРНИХ ОРИЈЕНТАЦИЈА	. 67
3.1.	Фен	омен релаксације	. 67
3.1.	1.	Насељеност нуклеарних подстања	. 68

3	.1.2.	Временска скала релаксације			
3.1.3.		"Korringa" константа			
3	.1.4.	"On line" имплантација	71		
3.2. Нуклеарна магнетна резонанца					
3	.2.1.	Ширина резонанце			
3	.2.2.	Фреквентна модулација			
3	.2.3.	Хиперфино побољшање	75		
3.2.4.		"Skin – depth", дебљина површинског слоја			
3	.2.5.	<i>"Brute – force</i> " нуклеарне оријентације			
4.	EKC	ПЕРИМЕНТАЛНА АПАРАТУРА И ТЕХНИКЕ			
4.1.	ISO	LDE			
4	.1.1.	Историјски развој			
4	.1.2.	Организација ISOLDE — CERN			
4	.1.3.	Физика у ISOLDE			
4	.1.4.	Производња радионуклида у ISOLDE			
4.2.	Tex	нике постизања ниских температура			
4	.2.1.	"Dilution refrigerator" систем за хлађење			
4	.2.2.	NICOLE експеримент у ISOLDE			
4	.2.3.	"Top-loading"			
4.3.	Тер	мометрија у нискотемпературским нуклеарним оријентацијама			
4.4.	Mar	грица			
4.5.	При	имена нуклеарне магнетне резонанце			
4	.5.1.	NMR ширина резонантне линије			
4	.5.2.	"Power resonances"— резонанце снаге			
4.6.	При	према узорака			
4.6.1.		Термална дифузија			
4	.6.2.	"On line" имплантација			
4.7.	Рел	аксација	101		
4.8.	Прс	ризводња и раздвајање изотопа	101		
4	.8.1.	Танке мете	102		
4.8.2.		Дебље мете	102		
4.9.	Дет	ектори гама и бета зрачења	103		
4.9.1.		Гама детектори	103		
4	.9.2.	Бета детектори	104		

5.	ХАФНИЈУМ <sup>177</sup> Нf				
5.1.	Хафнијум и његови изотопи (добијање, значај, могућности)		109		
5.1.	1. Изучаван	и изотопи хафнијума	110		
5.2.	Магнетне осо деформисано	бине језгра <sup>177</sup> Нf и језгара у његовој близини у моделу јаког купловања ог језгра	115		
5.2.3	1. Преглед	важећих теорија	116		
5.3.	Припрема фо.	рипрема фолије за имплантацију11			
5.4. Експериментална поставка			118		
5.4.3	1. Нуклеарн	на оријентација изомера 37/2 <sup>-</sup> , 51.4 <i>m</i> , К — изомера језгра <sup>177</sup> Нf	118		
5.4.2	2. Хиперфи	на интеракција и процене времена релаксације спин — решетке	121		
5.5.	Анализа резул	лтата	123		
5.5.3	1. Анизотро	опије гама прелаза	123		
5.5.2	2. Анализе	чистих E2, $\Delta \mathrm{I}=2$ прелаза: одређивање константе $f$	124		
5.5.3	3. Ре-оријен	чтација у 23/2⁺ изомерном стању	126		
5.5.4	4. Анализе (E2/M1).	мешаних мултипола прелаза $\Delta \mathrm{I}=1$ одређивање односа мешања $\delta$	127		
5.5.	5. Магнетни	и момент 37/2 <sup>-</sup> изомера	130		
5.6.	Дискусија доб	бијених резултата	131		
5.6.3	1. Адитивно фактора	ост <i>g<sub>к</sub></i> фактора за једночестична квази-стања приликом формирања <i>g<sub>к</sub></i> вишечестичних стања	131		
5.6.2	2. Одређив	ање систематских варијација <i>д<sub>в</sub></i> фактора	134		
6.	СКАНДИЈУМ 4	<sup>9</sup> Sc	137		
6.1.	Скандијум (до	обијање, значај, могућности)	137		
6.1.	1. Преглед важ	ећих теорија	137		
6.1.2	2. Разлози за д	аља исраживања у овој области изотопа	139		
6.1.3	3. Производња	снопа скандијума	141		
6.1.4	4. Експеримент	г нискотемпературских нуклеарних оријентација	142		
6.2.	Експеримента	ална поставка	144		
6.3.	Анализа резул	лтата	146		
6.3.3	1. Магнетни	и момент <sup>49</sup> Sc	151		
6.4.	Дискусија доб	бијених резултата	154		
ЗАКЉ	АКЉУЧАК				
ЛИТЕР	ТИТЕРАТУРА				

# УВОД

Како физичари описују природу? Комбиновањем теоријских достигнућа са експерименталним резултатима добија се адекватан теоријски модел који на апстрактан, математички начин формулише природу око нас, а опет је са друге стране експериментално потврђен. "Добар" физички модел не треба само да нам објасни шта је то што ми видимо, већ мора да обезбеди дубље, детаљније разумевање начина на који природа функционише, тиме се обезбеђује и добра основа за предвиђања природних токова.

Нуклерна физика је наука која изучава атомско језгро и нуклеарну материју. Атомско језгро је густо средиште атома и представља ентитет који у основи носи целокупну масу сличних објеката које сврставамо у природу, укључујући звезде, Земљу и сама људска бића. Атомско језгро се састоји из два типа честица, наелектрисаних протона и неутралних неутрона. Комбинације различитог броја протона и неутрона формирају елементе периодног система елемената, а негативно наелектрисани, много лакши електрони око њих формирају атоме. Атоми се могу удруживати и формирати молекуле и тако добијамо сложене хемијске и биолошке структуре. Највеће и најтеже језгро састоји се од око 300 протона и неутрона (нуклеона). Конституенти језгра, ипак нису елементарни како се с почетка мислило. Спроведена су интензивна истраживања током 30-тих година XX века, чиме је постало јасно да протони и неутрони имају субструкуру: састоје се од тачкастих честица, кваркова. Кваркови интерагују и "слепљени" ("glued") су заједно јаком силом, једном од четири фундаменталних интеракција познатих у природи. Јака интеракција се преноси глуонима, који имају необичну особину да интерагују међусобно, што је у супротности са преносиоцима осталих интеракција. То се приписује особини специфичној за глуоне - боји, ова особина им даје изненађујуће фундаменталне последице: Немогуће је ослободити кварк из његовог нуклеона ("confinement"). Јака сила такође држи нуклеоне унутар атомског језгра на окупу, иако веза између нуклеона није директно преко глуона, већ индиректно путем размене сложенијих честица (мезона).

Данас постоје добре основе да се верује да су кваркови и глуони сакупљени да формирају нуклеоне још у првим моментима после великог праска ("Big Bang") којим је настао Универзум, у само једном милионитом делу секунде. Око три минута касније, када се Универзум довољно охладио, протони и неутрони су могли да се вежу и формирају прва лака језгра, која су одмах затим захватила електроне и формирала атоме. На временској скали од неколико стотина милиона година, лаки атоми су се спајали под утицајем гравитације и формирали прве звезде. У њиховој врућој унутрашњости, почели су да се одвијају нуклеарни процеси којима су формирана тежа језгра и ослобођена огромна количина енергије, као што се то догађа и у унутрашњости Сунца данас. У насилним суперновама, експлозијама одређених масивних звезда, у сложеној серији брзих нуклеарних реакција, произведени су веома тешки елементи који данас постоје на Земљи. Занимљива је чињеница да чак и уз најмању разлику у вредностима неких фундаменталних физичких константи или особина нуклеона или језгра, данашњи Универзум не би постојао. Језгро, само по себи, представља врло добру подлогу за тестирање различитих аспеката фундаменталне физике, која је у многим случајевима комплементарна са приступима физике елементарних честица. Човек је успео да склопи у логичну целину ову целу причу о настанку света, као и о нашем данашњем окружењу управо изучавањем особина атомских језгара у лабораторијама на Земљи, а коришћењем ових знања успео је да закључи и шта се дешава изван нашег свесног дела постојања. За то је било неопходно обезбедити:

- Моћне акцелераторе који могу креирати нове честице или синтетисати сложена језгра, разорити језгра на делове или испитати унутрашњу структуру нуклеона и језгара.
- Напредне детекторске системе, који могу регистровати фрагменте хадронских или нуклеарних реакција, као и зрачење које се емитује приликом ексцитације нуклеона или језгра на виши енергијски ниво.
- Стално продубљивање теоријских разумевања свих укључених сложених процеса, често праћено иновативним и високо развијеним техникама компјутерских симулација које такође налазе примену и у другим областима науке.

Из кратког описа који је претходно дат, јасно је да је физика атомског језгра и његових конституената богата, разноврсна и изузетно сложена на разне начине. На пример, фундаментална теорија јаке интеракције, Квантна хромодинамика (QCD, *Ouantum chromodynamics*), може да објасни квантитативно особине односа кваркова и глуона само на веома високим енергијама, из разлога што су прорачуни методом пертурбација само на високим енергијама применљиви. На нижим енергијама, QCD и даље не може да објасни детаљно како се густи системи кваркова и глуона понашају, како се одржава "заробљеност" ("confinement") кваркова у хадронима попут протона и неутрона, како еволуира спинска структура нуклеона, како се везују, и како се понашају сложени механички системи од више тела попут језгара. Детаљно и разумљиво објашњење захтева константно велики напор на експерименталном нивоу детаљним изучавањем нових типова реакција у широком опсегу енергија и разрешењем сложених хардонских и нуклеарних вишечестичних система, захтева и прилагођавање фундаменталнијих теоријских оквира базираних на теоријама ефективних поља, конструисањем ефикасних феноменолошких модела нуклеона и језгара, као и усавршавањем нових и прецизних симулационих алата. Чињеница је да до сада не постоји такозвани "стандардни модел" нуклеарне физике, односно не постоји оквир који омогућава реалистичан опис хадронских и нуклеарних феномена на свим релевантним енергијама из првих принципа.

Поред значајног доприноса нашем основном разумевању природе, а самим тим и наше перцепције и културолошког оквира на свим нивоима, нуклеарна физика такође значајно доприноси друштву и са аспекта практичне примене, почевши од производње енергије до радиотерапије употребом нуклеарних снопова честица.

Атомска језгра представљају изванредну "лабораторију" за изучавање квантних вишечестичних ефеката и за тестирање вишечестичних приступа. Индивидуални нуклеони интерагују посредством јаке и електромагнетне силе и свако језгро садржи ограничени број конституената (од једног до 300). Језгро испољава све особине вишечестичних система. Нуклеарне особине имају изражену дуалност. Многе макроскопске особине могу се разумети концептима сличним онима који се користе за опис капљица флуида, док кретање индивидуалних нуклеона у ефективном потенцијалу (односно пољу) креираном од стране осталих нуклеона доприноси особинама које не варијају једноставно са бројем нуклеона. Кретање индивидуалних нуклеона у језгру може га поларизовати и тиме изазвати велика преуређења ансамбла. Један од највећих изазова је да се изучи и разуме како додатне корелације које иду изван описа средњег поља могу премостити јаз између два концепта водећи тиме до јединственог описа. Изучавање везаних нуклеарних система применљиво је на више фронтова, употребом различитих експерименталних и теоријских техника. Опсег у коме нуклеарна физика функционише креће од изучавања индивидуалних ексцитација и преуређења нуклеона до разумевања колективних модова кретања (вибрација и деформација). Концептуални основ теорије нуклеарне структуре је нискоенергетска квантна хромодинамика  $(QCD^{1})$ која описује структуру нуклеона посредством кваркова и њихових међусобних интеракција. Током протеклих година, теорија нуклеарне структуре се интензивно бавила проналажењем квантитативне везе са QCD. Употребом специфичних алата базираних на симетријама и релевантних степени слободе QCD, прилагођене су такозване "ab initio" методе. Главни изазов је да се прошири, почевши од система неколико честица, опсег примене "ab initio" вишечестичних метода за опис особина језгара са све већим бројем нуклеона. Било је покушаја да се поставе границе нуклеарног постојања узимањем у обзир дезинтеграције фисијом (потрага за супер тешким елементима) као и везивања индивидуалних нуклеона (линија стабилности и хало системи). Вероватноће важних нуклеарних реакција одређене су за поља разноврсно од астрофизике до трансмутације нуклеарног отпада. Процењено је да више од 8000 језгара могу остати везана, а само једна четвртина њих је идентификована. Очекује се да ће се нуклеарне особине значајно променити у још неиспитаним регионима. Нека од кључних питања данас су:

- Како можемо описати велику разноврсност ниско енергетских структура и реакција језгара посредством фундаменталних интеракција између индивидуалних честица?
- Како можемо предвидети еволуцију нуклеарних колективних и једночестичних особина у функцији масе, изоспина, угаоног момента и температуре?
- Како се обични и једноставни облици уклапају у структури сложених језгара?
- Које су кључне варијабле које управљају динамиком између сложених система нуклеона који се сударају?

Централни изазов у данашњој физици нуклеарне структуре је разумевање егзотичних нуклеарних стања и егзотичних језгара далеко од линије стабилности (што обухвата и мали број природних стабилних нуклеарних изотопа). Егзотична језгра имају важну улогу у деловима реакција којима се формирају тежа стабилна језгра која

<sup>&</sup>lt;sup>1</sup> Quantum chromodynamics

се могу наћи на нашој планети. Уложени су значајни напори да се продре у ту непознату територију прилагођавањем нових техника и акцелераторских система за производњу снопова нестабилних изотопа, такозваних ретких изотопа или радиоактивних снопова (на пример, SPIRAL2<sup>2</sup>, FAIR<sup>3</sup> и најновије постројење  $EURISOL^4$ ). У складу са тим, нуклеарне реакције имају веома важну улогу и зато је изузетно битан задатак за будућност усавршавање теорија о реакцијама и њиховим везама са нуклеарном структуром, посебно микроскопске и "ab initio" теорије. Реализација овог програма захтева доступност обе инфраструктуре и радиоактивног снопа (RIB) и снопа стабилних јона (SIB), заједно са прилагођавањем нових експерименталних техника и инструментације. Неопходна је нова инфраструктура, посвећена допремању снопова тешких јона великих интензитета за синтезе нових супер-тешких елемената и за изучавање њихових особина. Неопходно је такође и неколико мањих акцелератора за специфичне експерименте који захтевају доступност снопа у дужем временском интервалу или за прилагођавање и тестирање нових инструмената. Ово би омогућило да се експерименти спроводе на више места и самим тим са више корисника, а што је најважније тиме би се обезбедио и адекватан тренинг новим генерацијама истраживача.

Многи од најважнијих експерименталних резултата о нуклеарној структури и реакцијама са радиоактивним сноповима потичу из Европских институција попут GANIL (Француска), GSI (Немачка) и ISOLDE<sup>5</sup> (CERN - Швајцарска). Постоје два комплементарна метода за производњу радиоактивних снопова: такозвана "*in-flight*" сепарација и ISOL приступ. Следећа генерација RIB инфраструктуре у Европи градиће се управо на овим принципима. Највећи "*in-flight*" пројект је FAIR (NUSTAR) на GSI, а највећи ISOL пројект је SPIRAL 2 у GANIL-у, оба су на ESFRI (*European Strategy Forum on Research Infrastructures*) листи. Још један од корака је и надоградња ISOLDE у HIE-ISOLDE, која је ове године започета. SPIRAL2, HIE-ISOLDE<sup>6</sup> и SPES-y<sup>7</sup> LNL (Италија) би требали бити "*on-line*" у периоду 2013-2015. SPIRAL2 ће достављати најинтензивније снопове језгара богатих неутронима произведених секундарном фисијом изазваном секундарним брзим неутронима, као и продукте других реакција

<sup>&</sup>lt;sup>2</sup> Second Generation System On-Line Production of Radioactive Ions

<sup>&</sup>lt;sup>3</sup> Facility for Antiproton and Ion Research

<sup>&</sup>lt;sup>4</sup> European Isotope Separation On-Line Radioactive Ion Beam Facility

<sup>&</sup>lt;sup>5</sup> Isotope Separator On Line

<sup>&</sup>lt;sup>6</sup> High Intensity and Energy ISOLDE

<sup>&</sup>lt;sup>7</sup> Selective Production of Exotic Species

индукованих интензивним сноповима тешких joha. HIE-ISOLDE ће обезбедити продукте реакција индукованих са 1.4 GeV протона богате протонима и неутронима, дајући, на пример, јединствени извор егзотичних тешких језгара произведених реакцијама спалације. SPES ће производити снопове фисионих продуката пратећи директно бомбардовање мета уранијума протонима. Ова постројења ће заједно производити убрзане снопове веома великог броја различитих и комплементарних радионуклида које захтева програм развоја будуће науке. Постојаће међустање ISOL пројеката који ће премостити технолошки јаз између постројења која данас постоје и EURISOL, следеће генерације ISOL постројења за Европу 2020. и касније. Савремена инструментација има важну улогу у развоју будућих програма. Нове радиоактивне мете и криогеници су неопходни за многа истраживања. У комбинацији са Super Fragment Separator (Super-FRS) на FAIR, R3B је нова генерација уређаја, који ће обезбедити кинематички комплетне податке из реакција са релативистичким RIB. AGATA<sup>8</sup> представља пробој у инструментацији гама спектроскопије. Ово је први 4π гама спектрометар изграђен само од германијумских детектора, који омогућава праћење гама зрака. Ова техника ће без сумње пронаћи широку практичну примену и у другим сферама, попут медицинског имиџинга. Широк опсег система магнетних спектрометара у Европским акцелераторским лабораторијама спремни су за комбиновање са AGATA. Он ће бити кључан инструмент у RIB експериментима FAIR/NUSTAR<sup>9</sup>, SPIRAL2 и SPES. Доступност јонских "замки" повећане осетљивости ће такође бити важна при проширењу тачности мерења масе услед граница у производњи егзотичних језгара. Напредни теоријски модели свакако имају централну улогу у давању одговора на кључна питања о нуклеарној структури.

У теоријском делу ове докторске дисертације дат је детаљнији приказ основних параметара који дефинишу нуклеарну структуру са циљем да би се што је могуће боље разумеле особине језгара која су мерена у експериментима описаним у овој дисертацији. Причу о структури језгра започињемо дефинисањем нуклеарних момената, затим преко дефиниције појма нуклеарних оријентација, формализма нуклеарних оријентација, нуклеарне магнетне резонанце и времена релаксације долазимо до експерименталног дела овог рада. Експериментални део започињемо детаљним прегледом мерних техника и објашњењем апаратуре коришћене у нашим

<sup>&</sup>lt;sup>8</sup> Advanced GAmma Tracking Array

<sup>&</sup>lt;sup>9</sup> Nuclear Structure, Astrophysics and Reactions

експериментима. Циљ наших експеримената био је изучавање структуре језгра хафнијума <sup>177</sup>Нf и језгра скандијума <sup>49</sup>Sc методом нискотемпературских нуклеарних оријентација. Идеја за изучавање баш ових изотопа, као и резултати мерења и детаљна дискусија приказани су у поглављима 5 и 6. Зашто нам је баш магнетни диполни момент интересантан? Магнетни момент као параметар нуклеарне структуре је веома значајан јер се може измерити са изузетном тачношћу од реда 10<sup>-3</sup>. Тиме се ова карактеристика језгра уврштава у један од најтачнијих података који се може добити као карактеристика изучаваног језгра. Чему даље служи позната експериментално добијена вредност магнетног момента? Стално преплитање теорије и експеримента овде добија свој прави смисао, наиме, да би се неки теоријски модел што је могуће тачније формулисао не може се без мерења, а само мерење не функционише уколико не постоји предвиђање неког теоријског модела. Па самим тим и прецизна вредност магнетног диполног момента омогућава прилагођавање и можемо слободно рећи "фино подешавање" теоријског модела за операторе и таласне функције са поменутом тачношћу. Неки други параметри који нам дефинишу природу самог језгра, попут мултиполности прелаза, спинова и парности могу се мерити и другим техникама, рецимо преко угаоних корелација, али у том случају се мере коинциденције, док се предност методе нискотемпературских нуклеарних оријентација огледа у чињеници да се добијају такозвани "single" (директни) спектри што олакшава анализу и повећава тачност мерења, међутим и то са друге стране има своју "цену" а то је сложеност технике нискотемпературских нуклеарних оријентација, које захтева посебне услове и изузетно пажљиво и прецизно руковање (високи вакуум и изузетно ниске температуре, око 10 mK). Са једне стране то може деловати као узалудни посао, али са друге стране представља изузетан технички изазов за сваког експерименталца који зна да је тачност измерене физичке величине главни параметар који дефинише квалитет самог мерења.

## І ГЛАВА

## 1. НУКЛЕАРНИ МОМЕНТИ

Структура језгра веома јасно осликава како протони и неутрони у овим вишечестичним системима интерагују у циљу формирања везаног стања – атомског језгра [*Preston, Bhaduri, 1975*]. Мерење нуклеарних особина је изузетно важно за разумевање интеракција које везују протоне и неутроне заједно у изотопу са масеним бројем A = Z + N (= везано језгро са Z протона и N неутрона). Одмах поред неколико стотина стабилних и дугоживећих језгара којих има у нашем Универзуму, предвиђено је постојање неколико хиљада нестабилних језгара. До данас је у лабораторијским условима широм света произведено више од 2000 нестабилних језгара, а за неколико стотина њих су детаљно утврђене и основне особине попут масе, периода живота и ексцитационе шеме, спинова и момената.

Ове основне особине нам директно или индиректно дају информацију о нуклеарној структури, као и о јакој нуклеарној сили. Поређење експериментално одређених особина веома егзотичних језгара са прорачунима урађеним употребом различитих нуклеарних модела, дозвољава тестирање могућности предвиђања које ови модели пружају, али управо на овај начин се могу добити и идеје како се могу побољшати нуклеарни модели и њихови параметри. Неке особине су директно осетљиве на спаривање нуклеона, док неке друге особине језгара дају више информација о интеракцији протон-неутрон или о деформацији језгра или неким другим феноменима, што је детаљно дискутовано у референци [*Grawe, 2004*].

Да би се јасно разумела једночестична структура или колективна природа нуклеарних стања, неопходно је познавати статичке нуклеарне моменте. Магнетни момент је осетљив на једночестичну природу валентних нуклеона, док нуклеарни квадруполни момент јасно региструје деформације језгра.

Нуклеарни моменти су популарно поље истраживања још од самог настанка физике нуклеарне структуре. Најранија мерења датирају још из 1950-тих година,

када су измерени магнетни диполни моменти великог броја стабилних језгара техником нуклеарне магнетне резонанце (NMR<sup>10</sup>), метод који се да нас широко примењује у медицинској дијагностици (MRI – магнетно резонантни имиџинг). Мерење нуклеарних, електричних квадруполних момената одувек је било, а и данас је тежи и изазовнији задатак у поређењу са мерењем магнетних диполних момената: први квадруполни моменти стабилних језгара почели су да се одређују 1960-тих година. А систематска истраживања квадруполних момената стабилних језгара започела су 1970-тих година, уз употребу углавном две основне технике: хиперфина структура мионских Х-зрака и метода магнетне резонанце атомских снопова. У исто време, почела су се такође појављивати и мерења (релативно) дугоживећих радиоактивних језгара. Комплетну табелу нуклеарних момената, која садржи све моменте измерене до 1988, припремио је [*Raghavan*, 1989]. Допуну ове табеле, која садржи све моменте измерене до 2001, урадио је [Stone, 2005]. У обе табеле нуклеарних момената дат је преглед свих експерименталних техника којима се могу истраживати моменти великог броја различитих језгара: користи се више од 40 различитих техника. Различите особине које нуклеарне структуре показују на један посебан начин су усмериле развој свих поменутих метода мерења. Параметри структуре језгра, попут дужине живота нуклеарног стања (од оних који живе реда пикосекунде до стабилних језгара), спин (од 1/2 до 30ћ и више), њихове хемјске особине, као и начин производње, сви заједно утичу на одлуку да ли се може или не може применити неки метод за истраживање нуклеарних момената датог језгра.

Више од 40 година, посебно 70-тих и 80-тих година, интензивно се мере моменти језгара, како у основном стању тако и у изомерним стањима [*Raghavan*, *1989*]. Највећим делом су се мерила језгра близу линије стабилности и она која се налазе на њеној неутрон-дефицијентној страни, разлог за то је што су се језгра углавном производила фузионом евапорацијом или у реакцијама спалације.

Почетком 90-тих година, обнавља се интересовање за мерење нуклеарних момената. Главни разлог за то је што је постала могућа производња и селекција егзотичних језгара у довољној количини (> 10<sup>2</sup>–10<sup>3</sup> s<sup>-1</sup>), као што је дискутовано у референцама [*Huyse, 2004*] и [*Morrisey, Sherrill, 2004*]. Откривено је пуно нових, фасцинантних карактеристика у језгрима далеко од линије стабилности,

<sup>&</sup>lt;sup>10</sup> Nuclear Magnetic Resonance

најупечатљивије је постојање такозваних "halo" структура у језгрима са веома асиметричним односом броја протона и неутрона [Al-Khalili, 2004]. Такође, појављивање и нестајање магичних бројева је било главна тема неколико новијих истраживања, како експерименталних тако и теоријских (више детаља у [Grawe, 2004], [Alamanos, Gillibert, 2004]).

У овом поглављу биће приказане неке технике које омогућавају изучавање статичких нуклеарних момената егзотичних језгара у њиховим основним или изомерним стањима.

### 1.1. НУКЛЕАРНИ МОМЕНТИ КАО ПАРАМЕТАР ЗА ИЗУЧАВАЊЕ НУКЛЕАРНЕ СТРУКТУРЕ

Детаљан преглед дефиниција и особина нуклеарних момената дат је у књизи аутора [*Castel, Towner, 1990*]. У овој књизи дат је увод о нуклеарним моментима и њихова веза са "модерним" нуклеарним теоријама. Продискутовани су различити аспекти који су у вези са нуклеарним магнетним и електричним квадруполним моментима, попут једночестичних момената, ефеката поларизације језгра, ефективних g – фактора и ефективног наелектрисања, итд. У овом делу ставићемо акценат на одговор на питање: *Како се може добити одређена информација из мерења нуклеарних момената*?

Језгро је вишечестични систем састављен од нуклеона (протона и неутрона). До данас теорије физике нису у могућности да опишу овај квантно-механички вишечестични систем егзактном таласном функцијом. Уместо тога, сваки нуклеон у језгру се посматра као да се креће у потенцијалном пољу креираном од стране других нуклеона. Својствене функције *Schrödinger*-ове једначине са потенцијалом овог поља називају се једночестичним орбитама, карактеришу их радијални (*n*), орбитални (*l*) и спински (*j*) угаони момент. Конструише се језгро са *Z* протона и *N* неутрона попуњавањем ових једночестичних орбита једне по једне посебно протонима и посебно неутронима, полазећи од орбите са најмањом енергијом, и узимајући у обзир *Pauli*-јев принцип искључења. Подешавањем параметара у потенцијалу, редослед једночестичних орбита се може модификовати. У складу са тим могуће је репродуковати познате "магичне бројеве" [*Myers, Swiateckl, 1966*] у виду "*shell gap*-ова"<sup>11</sup> у редоследу једночестичних нивоа, из овога је и произашао назив "*shell model*"<sup>12</sup> за овај тип модела. Језгра са бројем протона и/или неутрона једнаким неком од магичних бројева поседују неке специфичне особине. Имају редуковану масу у поређењу са вредношћу "течне капи" и повишену енергију првог побуђеног (обично 2<sup>+</sup>) стања [*Heyde, 1994*]. У екстремном једночестичном моделу, особине језгра са једним протоном (или неутроном) изван затворене љуске дефинисане су у потпуности особинама окупиране орбите тог непарног протона (неутрона). Сходно томе, детаљно познавање особина језгара "близу магичних бројева" је веома значајно у параметризацији интеракција "*shell model*-а", посебно њихове шеме енергија ексцитације са вредностима спина и парности фиксираним за сваки од нивоа.

Особине језгара са неколико нуклеона изван (или шупљина унутар) затворене љуске биле би онда описане у првој апроксимацији унутрашњег језгра (на пример, двоструко магичног језгра) уз додатних пар нуклеона који се могу кретати у одређеном конфигурационом простору и који интерагују са језгром и међусобно посредством "резидуалне" интеракције (интеракције честица-честица и интеракције честица-језгро). У зависности од изабраних модела простора и резидуалних интеракција, може се уз употребу неколико експерименталних параметара (енергија ексцитације, спин/парност, магнетни и квадруполни момент), тестирати валидност модела и параметризација резидуалне интеракције. Нуклеарни моменти су најчешће добра провера да ли су параметризација и просторни модел одговарајући. Одступања од предвиђања модела могу указивати на присуство конфигурационих мешања унутар других орбита (која нису узета у обзир у изабраном просторном моделу) или на потребу за другом или бољом параметризацијом резидуалних интеракција. У следећем делу илустроваћемо како, са нуклеарним магнетним и квадрупоним моментима, можемо тестирати одређене особине нуклеарне структуре и како их можемо експериментално потврдити.

<sup>&</sup>lt;sup>11</sup> у директном преводу: процеп у љусци

<sup>&</sup>lt;sup>12</sup> Модел љуске

#### 1.2. МОНОПОЛНИ, ДИПОЛНИ И КВАДРУПОЛНИ МОМЕНТИ

У овом делу редом ћемо представити монопони, диполни и квадруполни момент језгра, као и могуће начине за њихово мерење.

#### 1.2.1. СРЕДЊИ КВАДРАТ НАЕЛЕКТРИСАЊА ЈЕЗГРА

У атомској физици језгро се најчешће посматра као позитивно тачкасто наелектрисање Ze које представља центар гравитације за систем електрона. Маса језгра и његова величина врло мало утичу на енергијске нивое атома, а ово се директно рефлектује у изотопским померањима која су доступна само методама атомске спектроскопије са великом резолуцијом. Коначна маса језгра повећава малу енергију узмака језгра које се запажа као "померање масе" између различитих фреквенција атомских прелаза код различитих изотопа. Овај ефекат се не користи да би се добиле информације о нуклеарним особинама или нуклеарној структури обзиром да се нуклеарне масе могу директно мерити са великом прецизношћу [Bollen, 2004].

Други разлог за померање изотопа ("shift") је зато што језгро није тачкасто наелектрисање, већ има "проширену" расподелу наелектрисања која се разликује од изотопа до изотопа. Традиционално се ова појава зове "nuclear volume shift" или "field shift"<sup>13</sup>. Грубо гледано, екстензија наелектрисања језгра се може приказати у функцији од радијуса наелектрисања  $R_p$ . Обзиром да је овај радијус различит од нуле, енергија везе у реалном атому је мања него у хипотетичком атому који се представља са језгром као тачкастим наелектрисањем. Наравно, овај ефекат се не може директно измерити, зато што тачкасто наелектрисање не постоји, али је видљиво у померању између фреквенција прелаза различитих изотопа за које је  $R_p$ различито. Обрнуто гледано, информације о разликама у радијусима се могу добити из мерења изотопских померања. Обзиром на то да се у радијусима језгара виде

<sup>&</sup>lt;sup>13</sup> у директном преводу: померање запремине језгра или померање поља

детаљи нуклеарне структуре попут ефеката љуске и деформација, они су постали важан алат за истраживање понашања нуклеарних система.

Посматрањем језгра као течне капи (према Моделу течне капи), са протонима хомогено распоређеним по целој сфери језгра, може се узети да радијус расподеле протона *R<sub>p</sub>* одговара дистрибуцији масе језгра:

$$R_p = R_0 A^{1/3} \tag{1.1}$$

где је  $R_0 = 1.2$  fm, а A је атомски масени број, на пример, број нуклеона у језгру. Мало "прочишћен" модел би направио разлику између протона и неутрона, јер се радијус протона  $R_p$  и радијус неутрона  $R_n$  другачије развијају у функцији од броја протона Z или броја неутрона N. Модел који уводи ову разлику је "*droplet*" модел<sup>14</sup> [*Myers, 1969*], [*Myers, Schmidt, 1983*] који се често користи за интерпретацију изотопских померања података о нуклераном радијусу. И даље, модел течне капи може да послужи као водич, иако је јасно да је интересантна физика пронађена управо из девијација формуле (1.1).

У доброј апроксимацији, нуклеарна величина која репрезентује изотопска померања је други радијални момент расподеле наелектрисања језгра [*Bohr*, *Mottelson*, 1969]:

$$\langle \mathbf{r}^2 \rangle = \frac{\int_0^R \rho(\mathbf{r}) \mathbf{r}^2 d\mathbf{r}}{\int_0^R \rho(\mathbf{r}) d\mathbf{r}}$$
(1.2)

где је интеграл у имениоцу само наелектрисање језгра Ze. Ова величина, која се назива "нуклеарни средњи квадрат радијуса наелектрисања", може се посматрати као монополни момент језгра. Изотопска померања носе информацију о промени ове величине у функцији броја неутрона. Према моделу течне капи, језгро са радијусом R је:

<sup>&</sup>lt;sup>14</sup> Модел капи

$$\langle r^2 \rangle_{\rm LD} = \frac{3}{5} R^2 = \frac{3}{5} R_0^2 A^{2/3}$$
 (1.3)

а ово уводи диференцијалне ефекте за мале промене А:

$$\delta \langle r^2 \rangle_{LD} = \frac{2}{5} R_0^2 A^{-1/3} \delta A \tag{1.4}$$

Углавном су управо девијације у понашању језгра у односу на оно што предвиђа модел течне капи донеле интересантне карактеристике нуклеарној структури попут развоја неутронских (или протонских) љуски, затварања љуски, спаривања и деформација. Као колективни феномен ефекат деформације се може укључити у опис преко модела течне капи.

Језгра нису нужно сферна. Структура љуске изазива деформације у равнотежним облицима углавном у опсезима између затварања љуски (магични бројеви) протона и неутрона. Уобичајено је ова деформација језгра описана квадруполним деформационим параметром  $\beta$  дефинисаним угаоном зависношћу од дужине радијус вектора до површине језгра изражене сферним хармоницима. У случају ротационе симетрије користи се израз који се добије употребом проширења нуклеарног облика у сферним хармоницима  $Y_{kq}$  међу којима  $Y_{20}$  представља израз за квадруполну деформацију:

$$R(\theta) = R_1 [1 + \beta Y_{20}(\theta)] \tag{1.5}$$

 $R_1$  је одабран тако да запремина језгра остаје константна, односно независна од  $\beta$ . Узевши у обзир и овај израз, средњи квадрат радијуса наелектрисања деформисаног језгра [*Poppelier, Glaudemans, 1988*] добија облик:

$$\langle r^2 \rangle = \frac{3}{5}R^2 + \frac{3}{4\pi}R^2\beta^2$$
(1.6)

Уопштено гледано, без увођења рестрикције на оштру површину језгра, десни део претходног израза може се изразити преко средњег квадрата радијуса  $\langle r^2 \rangle_{sph}$  сферног језгра које има исту запремину:

$$\langle r^2 \rangle = \langle r^2 \rangle_{sph} + \frac{5}{4\pi} \langle r^2 \rangle_{sph} \beta^2 \tag{1.7}$$

диференцијално би то било:

$$\delta \langle r^2 \rangle = \delta \langle r^2 \rangle_{sph} + \frac{5}{4\pi} \langle r^2 \rangle_{sph} \delta \beta^2$$
(1.8)

Овај израз приказује како промена у деформацији језгра утиче на промену средњег квадрата радијуса језгра. Треба поново приметити да се све величине односе на дистрибуцију наелектрисања (протона) у језгрима и да је конкретно параметар  $\beta$  деформација наелектрисања која је у директној вези са дистрибуцијом наелектрисања. Ово је изузетно важно приликом поређења експерименталних резултата са нуклеарним моделима.

#### 1.2.2. НУКЛЕАРНИ МАГНЕТНИ ДИПОЛНИ МОМЕНТ

Магнетни момент језгра је индукован орбиталним наелектрисаним честицама (протонима) које повећавају вредност орбиталног магнетног поља (окарактерисаног са  $g_l$ ) и унутрашњим спином нуклеона s = 1/2, што индукује њихово унутрашње магнетно поље (окарактерисано са  $g_s$ ). Диполни оператор, изражен преко ова два доприноса, дат је релацијом:

$$\mu = \sum_{i=1}^{A} g_{l}^{i} l^{i} + \sum_{i=1}^{A} g_{s}^{i} s^{i}$$
(1.9)

Жиромагнетни фактори (ослобођени нуклеона) за протоне и неутроне су  $g_l^{(p)} = 1$ ,  $g_l^{(n)} = 0$ ,  $g_s^{(p)} = +5.587$ ,  $g_s^{(n)} = -3.826$ . Магнетни диполни момент  $\mu_I$  представља очекивану вредност *z* компоненте диполног оператора  $\vec{\mu}$ :

$$\mu(I) = \langle I, m = I | \overrightarrow{\mu_z} | I, m = I \rangle \tag{1.10}$$

Ово је у вези са спином језгра  $\vec{I}$  преко жиромагнетног односа:  $\vec{\mu} = g_I \vec{l} \mu_N$ , где је  $\mu_N$  - нуклеарни магнетон, *g* је нуклеарни жиромагнетни однос. Експериментални магнетни моменти се увек изражавају у јединицама нуклеарног магнетона  $\mu_N$ . Треба истаћи да се неким експерименталним методама мере магнетни моменти, док се другим мере *g* - фактори. У оба случаја, то представља начин да се одреди непознати спин егзотичног стања језгра. Ово се може урадити поређењем измерених вредности ca вредностима сличних стања или поређењем експериментално добијених вредности магнетних моменат (уз претпоставку одређеног спина) са неким прорачуном модела.

У оквиру слике коју даје "*shell*" модел [*Grawe, 2004*] особине језгара са непарним *A* близу затворених љуски директно су описане карактеристикама неспареног валентног нуклеона. Магнетни момент оваквог нуклеарног стања са валентним нуклеоном у орбити са укупним угаоним моментом  $\vec{j}$  и орбиталним моментом  $\vec{l}$ , може се израчунати као функција g – фактора без нуклеона, и то су такозвани *Schmidt*-ови моменти, изражени на следећи начин:

$$\mu\left(l+\frac{1}{2}\right) = \left[\left(j-\frac{1}{2}\right)g_l + \frac{1}{2}g_s\right]\mu_N \tag{1.11}$$

$$\mu\left(l - \frac{1}{2}\right) = \frac{j}{j+1} \left[ \left(j + \frac{3}{2}\right) g_l - \frac{1}{2} g_s \right] \mu_N \tag{1.12}$$

У реалним језгрима на вредност магнетног момента утичу и други нуклеони који су ту пристуни. Ово се може урачунати употребом "ефективних" g – фактора протона и неутрона, помоћу којих би се рачунали *ефективни једночестични магнетни моментиµ*(l j)<sup>*eff*</sup> за нуклеон на посматраној орбити. Једночестични g – фактори нуклеона обично су око 70% редуковани у односу на "без-нуклеонску"

вредност у тешким језгрима, док се код лаких језгара вредности момента које се експериментално добијају веома лепо слажу са предвиђеним "без-нуклеонским" *g* – факторима. У референцама [*Castel, Towner, 1990*], [*Arima, Hyuga, 1979*], [*Brown, Wildenthal, 1987*] детаљно су приказане различите корекције, које се морају урачунати, у складу са одговарајућим језгром које се испитује.

Диполни оператор је једночестични оператор, а то значи да је магнетни оператор  $\vec{\mu}$  једночестични оператор, па је магнетни диполни момент  $\mu$  очекивана вредност за  $\vec{\mu}_z$ . М1 оператор који стоји за стање  $|I m\rangle$  и може се написати као сума једночестичних М1 оператора  $\vec{\mu}_z(j)$  који делују на сваки валентни нуклеон посебно са укупним моментом *j*. Очекивана вредност диполног оператора за нуклеарно стање са спином *I* дата је:

$$\mu(I) = \langle I(j_1, j_2, \dots, j_n), m = I \left| \sum_{i=1}^n \overrightarrow{\mu_z}(i) \right| I(j_1, j_2, \dots, j_n), m = I \rangle$$
(1.13)

Једночестични магнетни момент  $\mu(j)$  за валентни нуклеон око двоструко магичног језгра је јединствено дефинисан квантним бројевима l и j окупиране једночестичне орбите [*Heyde*, 1994]:

за непаран број протона 
$$\begin{cases} \mu = j - \frac{1}{2} + \mu_p, & \exists a \ j = l + \frac{1}{2} \\ \mu = \frac{j}{j+1} \left( j + \frac{3}{2} - \mu_p \right), & \exists a \ j = l - \frac{1}{2} \end{cases}$$

за непаран број неутрона  $\begin{cases} \mu=\mu_n, & \exists a\,j=l+\frac{1}{2}\\ \mu=-\frac{j}{j+1}\mu_n, & \exists a\,j=l-\frac{1}{2} \end{cases}$ 

Ови једночестични моменти израчунати помоћу момената слободног протона и слободног неутрона ( $\mu_p = +2.793$ ,  $\mu_n = -1.913$ ) називају се *Schmidt*-ови моменти. У језгрима, на магнетне моменте протона и неутрона значајно утиче медијум (односно, присуство других нуклеона) и зато се за израчунавање једночестичних момената обично користе "ефективни" моменти протона и неутрона (*g* - фактори). Корекције

на Schmidt-ове моменте укључују и утицај струја размене мезона (MEC<sup>15</sup>) као и ефекте поларизације језгра првог и другог реда [*Heyde, 1994*]. Све поменуте корекције могу се додавати једна на другу или поништавати међусобно, у зависности од конкретног случаја. За неколико опсега масе, обављени су прорачуни за израчунавање одступања у конкретним случајевима (на пример, у референцама [*Brink, Satchler, 1968*], [*de-Shalit, Talmi, 1963*] за орбите око двоструко магичног језгра <sup>208</sup>Pb). Због тога је веома важно да се измере магнетни моменти стања у језгрима "*двоструко магичним* +*1*". Одступања ових вредности од *Schmidt*-ових вредности у потпуности произилазе из ефеката поларизације језгра и ефеката MEC на оператор диполног момента, а не зависе од ефеката конфигурације мешања.

Оператор магнетног момента је једночестични оператор, због тога је дозвољено да се из ових вредности закључују генерална правила "адитивности" за магнетне моменте "састављених" нуклеарних стања, што омогућава да се могу описати (у једноставном моделу) са неколико честица (и/или шупљина) око инертног језгра. Нуклеарни моменти конфигурације n-честичног система (m - шупљина) се једноставно могу израчунати из релације (1.13) декупловањем таласне функције нуклеарног стања са спином J у њихове једночестичне компоненте.

За нуклеарно стање састављено од валентних нуклеона у орбитама  $\vec{j_l}$  куплованим до стања са спином *I*, из претходне релације се могу закључити нека уопштена правила адитивности за магнетни момент у функцији од једночестичних магнетних момената, и то растављањем таласне функције  $|I(j_1, j_2, ..., j_n), m\rangle$  на њене једночестичне компоненте  $|j_i, m_i\rangle$ . Овде се користе *Clebsch-Gordon* – ови коефицијенти за случај две честице [*Heyde*, 1994] и коефицијенти "*fractional parentage*" за случај више честица [*Wouters et al*, 1991] у орбити. За нуклеарно стање описано слабим купловањем (спаривањем) протона и неутрона, магнетни момент се може израчунати према [*Ring, Schuck, 1980*] као:

$$\mu(I) = \frac{I}{2} \left[ \frac{\mu_p}{j_p} + \frac{\mu_n}{j_n} + \left( \frac{\mu_p}{j_p} - \frac{\mu_n}{j_n} \right) \frac{j_p(j_p + 1) - j_n(j_n + 1)}{I(I + 1)} \right]$$
(1.14)

Примери адитивности магнетних момената у непарно-непарним језгрима дати су, на пример у референци [*Ring, Schuck, 1980*].

<sup>&</sup>lt;sup>15</sup> Meson Exchange Currents

Нуклеарни магнетни моменти веома су осетљива проба на то које су орбите окупиране (попуњене) валентним честицама (или шупљинама). Због тога магнетни моменти представљају добар тест "чистоће" одређене конфигурације. Најосетљивији су на орбите у којима се честице померају, а веома мало су осетљиви на број упарених честица или шупљина (докле год су оне упарене са спином нула). Утицај 2p – 2h ексцитација (побуђења) на магнетни момент назива се поларизација језгра другог реда. Као што ће бити приказано у примерима, магнетни моменти нису јако осетљиви на квадруполне интеракције спаривања честица-језгро (што обично изазива повећање деформације), за разлику од квадруполних, електричних момента који су јако осетљиви на ове процесе. У складу са тим, магнетни момент је константан у ланцу изотопа и из истих разлога магненти моменти нису јако осетљиви на то да ли је орбита "нормално" окупирана (попуњена) или има неког "уљеза" у орбити (који се може посматрати као побуђено стање честица-шупљина у слици сферног модела љуске "*shell*").

Са друге стране, магнетни моменти су веома осетљиви на мешање спин-флип матричних елемената у таласној функцији, на пример конфигурације типа  $|\pi(l_{j-1/2}l_{j+1/2}^{-1}); 1^+)$  (такозвани ефекти поларизације језгра првог реда) значајно утичу на магнетни момент [*Koonin et al, 1997*]. Треба приметити да овај тип конфигурације најчешће укључује 1p – 1h ексцитацију преко мачичног "*shell gap*-a" (и тако јако мало доприносе таласној функцији), али и даље имају значајан утицај на магнетни момент ових стања.

#### 1.2.3. НУКЛЕАРНИ ЕЛЕКТРИЧНИ КВАДРУПОЛНИ МОМЕНТ

Дистрибуција наелектрисања у језгру која није сферна повећава електричне квадруполне моменте. Класична дефиниција квадруполних момената наелектрисања у *Cartesian*-ском систему оса дата је [*Ring, Schuck, 1980*]:

$$\vec{Q}_z = \sum_{i=1}^{A} \vec{Q}_z(i) = \sum_{i=1}^{A} e_i (3z_i^2 - r_i^2)$$
(1.15)

где је  $e_i$  наелектрисање одговарајућег нуклеона а  $(x_i, y_i, z_i)$  његове координате. Ако посматрамо преко сферног тензора, *z* компонента квадруполног оператора је једноставније изражена као компонента тензора нултог реда ранга 2:

$$\vec{Q}_2^0 = \vec{Q}_z = \sqrt{\frac{16\pi}{5}} \sum_{i=1}^A e_i r_i^2 Y_2^0(\theta_i, \phi_i)$$
(1.16)

Језгро је квантно механички систем који је описан нуклеарном таласном функцијом, окарактерисаном нуклеарним спином *I*. У експериментима се могу изучавати спектроскопски квадруполни моменти, а то је очекивана вредност оператора квадруполног момента, дефинисана као:

$$Q_{s}(I) = \langle I, m = I | \vec{Q}_{2}^{0} | I, m = I \rangle$$

$$= \sqrt{\frac{I(2I-1)}{(2I+1)(2I+3)(I+1)}} (I \| \vec{Q} \| I)$$
(1.17)

Ова релација показује да је спектроскопски квадруполни момент  $Q_s$  нуклеарног стања са спином I < 1 једнак нули. У складу са тим, чак иако језгро са спином I = 0 или I = 1/2 може имати унутрашње деформације, оне се не могу мерити преко квадруполних момената.

Спектроскопски квадруполни момент може бити у вези са унутрашњим квадруполним моментом  $Q_0$  рефлектујући при том деформацију језгра  $\beta$  само ако се уведу одређене претпоставке о самој нуклеарној структури. Претпоставка која се најчешће уводи (али не важи увек!) је да је деформација језгра аксијално симетрична са нуклеарним спином који има јасно дефинисан смер у односу на симетричну осу деформације (јако купловање). У овом случају, унутрашњи и спектроскопски квадруполни момент су повезани на следећи начин:

$$Q_s = \frac{3K^2 - I(I+1)}{(I+1)(2I+3)}Q_0 \tag{1.18}$$

где је К пројекција спина језгра на осу деформације.

Поменути унутрашњи квадрупони момент  $Q_0$ , индукован дистрибуцијом наелектрисања протона која није сферна, може се даље повезати са деформацијом нуклеарног наелектрисања  $\beta$  на следећи начин [*Neyens*, 2003]:

$$Q_0 = \frac{3}{\sqrt{5\pi}} Z R^2 \beta (1 + 0.36\beta)$$
(1.19)

где је R радијус наелектрисања, дефинисан релацијом (1.1), а  $\beta$  је у вези са средњим квадратом радијуса наелектрисања према релацији (1.6).

У моделу љуске, језгра су описана преко средњег поља језгра у коме се поједини валентни нуклеони крећу и интерагују једни са другима резидуалном интеракцијом. За израчунавање спектроскопских квадруполних момената, сума по свим нуклеонима у релацијама (1.16) и (1.17) може се редуковати на суму по валентним честицама. Да би се у обзир узела и интеракција са средњим пољем, нуклеонима се приписује ефективно наелектрисање, како неутронима тако и протонима. Ефективно наелектрисање зависи од модела: ако се узме мањи просторни модел за валентне нуклеоне, ефективно наелектрисање мора да репродукује већу девијацију експерименталних момената од наелектрисања нуклеона. Ипак, за довољно велики просторни модел, познато је да су ефективна наелектрисања константна за широки опсег различитих језгара и разлика између израчунатих и експериментално добијених вредности момената се може приписати неурачунатим ефектима нуклеарне структуре. Ефективна наелектрисања су одређена за неколико опсега карте језгара поређењем експериментално добијених квадруполних момената језгара, чији број протона или неутрона одступа од двоструко-магичног за  $\pm 1$ , са њиховим вредностима прорачунатим у моделу љуске. Типичне вредности варирају од  $e_{\pi}^{eff} \approx 1.3e$ ,  $e_{\nu}^{eff} \approx 0.35e$  у лаким језгрима [Neyens, 1997] до $e_{\pi}^{eff} \approx 1.6e, e_{\nu}^{eff} \approx 0.95e$  у опсегу изотопа олова [Vyvey et al, 2002].

Слично као код оператора магнетног момента, оператор електричног момента је такође једночестични. Зато се за конфигурацију са више слабо интерагујућих нуклеона могу извести правила адитивности квадруполних момената, полазећи од уопштене дефиниције дате релацијом (1.17) и коришћењем правила купловања угаоних момената и тензорске алгебре [*Wouters et al, 1991*], [*Ring, Schuck, 1980*]. Употребом ових правила адитивности могу се предвидети веома поуздане вредности квадруполних момената конфигурација за које су измерени који потичу од протона и од неутрона [*Vyvey et al, 2002*].

На исти начин, растављањем једночестичне таласне функције на њен радијални, спински и орбитални део, може се одредити из релације (1.17)

једночестични квадруполни момент за неспарени нуклеон у орбити са угаоним моментом *j*:

$$Q_{s.p.} = -e_j \frac{2j-1}{2j+2} \langle r_j^2 \rangle$$
 (1.20)

У овој релацији  $e_j$  је ефективно наелектрисање нуклеона у орбитали j, а  $\langle r_j^2 \rangle$  је средњи квадрат радијуса тог нуклеона у посматраној орбитали.

Треба приметити да слободни неутрони немају наелектрисање,  $e_v = 0$ , и самим тим не индукују једночестичне квадруполне моменте. Свакако, неутрони у језгру интерагују са нуклеонима поља и могу поларизовати језгро, што се манифестује тако што неутрони добијају ефективно наелектрисање. Уколико је преклапање нуклеона језгра са валентним честицама (или шупљинама) максимално, енергија језгра ће бити минимална, па ће честица (или шупљина) поларизовати језгро као "облата" (или "пролата") деформација, као што је то приказано на слици 1.1.



Слика 1.1. Графички приказ честице у орбитали ј, која поларизује језгро ка "облата" деформацији са негативним спектроскопским квадруполним моментом (лево) и шупљине у орбитали ј, која изазива поларизацију језгра ка "пролата" деформацији (десно).

Промена квадруполног момента у функцији од N или Z може изазвати или промену у поларизацији језгра или, уколико је ова промена драстична, то може бити индикација за почетак статичке нуклеарне деформације. На пример, систематски пораст вредности квадруполних момената са смањењем броја неутрона у неутрондефицијентном изотопу Ро (Слика 1.2) може се објаснити порастом квадруполквадрупол интеракције између протона и повећањем броја неутронских шупљина [Smirnova et al, 2003], [Heilig, Steudel, 1974], [Aufmuth et al, 1987]. На слици 1.2 такође су приказане измерене вредности квадруполних момената изомерних стања у неутрон-дефицијентном језгру изотопа Pb, која имају исти спин и валентну конфигурацију као и изотопи Po. Ови квадруполни моменти су много већи од квадрупоних момената изотона Po, што је конзистентно са претпоставком да је потенцијал језгра статички деформисан [De Vries et al, 1987]. Ово је био први доказ да су такозвани "intruder" изомери у изотопима Po заиста деформисани захваљујући ефектима који изазивају јаке деформације две протонске шупљине у љусци Z=82. На ниским енергијама "intruder" изомери постоје заједно са нормалним приближно сферним структурама.



Слика 1.2. Пораст апсолутне вредности квадруполних момената изомера у опсегу Pb приписан је купловању валентних честица са квадрупоним ексцитацијама самог језгра. Регистроване велике вредности квадруполних момената "intruder" изомера у изотопима Pb су и први експериментални доказ за деформације "intruder" стања.

### 1.3. МЕРЕЊЕ СТАТИЧКИХ НУКЛЕАРНИХ МОМЕНАТА: ОСНОВНИ ПРИНЦИПИ

Статички моменти језгара мере се посредством интеракције расподеле наелектрисања језгра и његовог магнетизма са електромагнетним пољем у најближем окружењу самог језгра. Ово могу бити електромагнетна поља која индукују атомски електрони (биће описано детаљније у делу 1.3.1.) или поља која индукују групе електрона и најближа језгра за језгра која су имплантирана (уграђена) у кристалну структуру, обично у комбинацији са спољашњим магнетним пољем (што ће бити описано у делу 1.3.2.).

Интеракција три нуклеарна момента најнижег реда мултиполности са пољем које их окружује, је интеракција између два скалара, два вектора и два тензора, редом:

- Расподела радијалног наелектрисања језгра утиче на интеракцију са наелектрисањем "*shell*" електрона, индукујући свеобухватно померање електронских нивоа у финој структури. Ово енергијско померање је различито за различите изотопе (као и за различите изомере) и назива се "изотопско (изомерско) померање".
- Магнетни диполни вектор *µ* интерагује са диполним магнетним пољем
   *B*. Енергија ове интеракције дефинисана је скаларним производом два вектора.
- Електрични квадруполно момент Q<sub>2</sub><sup>n</sup>, тензор ранга 2, са спектроскопским моментом Q<sub>s</sub> као компонентом нултог реда тензора [*Ring, Schuck, 1980*], интерагује са изводом другог реда електричног поља, и даје тензор градијента електричног поља.

#### 1.3.1. ЕЛЕКТРОМАГНЕТНА ПОЉА У АТОМУ – ХИПЕРФИНА СТРУКТУРА АТОМА

Оптички изотопски померај

Као што је поменуто у делу 1.2.1, информација о изотопским разликама између радијуса средњих наелектрисања језгара садржана је у изотопским померањима оптичких спектралних линија [*Fricke et al, 1995*]. Ако претпоставимо да су A, A' и m, m' масени бројеви и атомске масе одговарајућих изотопа, онда је за атомски прелаз *i* изотопски померај, на пример разлика између фреквенција у оптичким прелазима ова два изотопа, дата као:

$$\delta v_i^{A,A'} = v_i^{A'} - v_i^A = F_i \delta \langle r^2 \rangle^{A,A'} + M_i \frac{m_A' - m_A}{m_A' m_A}$$
(1.21)

Ово значи да су како померај поља (први члан) тако и померај масе (други члан) разложени на електронски и нуклеарни део. Познавање електронских фактора  $F_i$  (константа помераја поља) и  $M_i$  (константа помераја масе) омогућава да се изрази колико је  $\delta\langle r^2\rangle$  расподеле наелектрисања језгра. Ови атомски параметри морају се израчунати теоријски или полуемпиријски.

За нестабилне изотопе оптичка спектроскопија са високом резолуцијом је једини алат за добијање прецизне информације радијусима наелектрисања језгра, зато што је ова техника довољно осетљива да се може спровести на изузетно краткоживећим радиоактивним атомима произведеним у акцелераторима. Друге технике су погодне једино за стабилне изотопе од којих се могу направити масивне мете. Еластично расејање електрона [*Vianden, 1983, 1987*] даје чак и детаље о расподели наелектрисања, а спектроскопија Х-зрака на мионским атомима [*Kaufmann, Vianden, 1979*] користи се за испитивање система за које се могу израчунати апсолутна померања у односу на тачкасто језгро. Односно, обе поменуте методе дају апсолутну вредност за  $\langle r^2 \rangle$  а не само разлике  $\delta \langle r^2 \rangle$ . Комбинацијом апсолутних радијуса за стабилне изотопе и разлика у радијусима за радиоактивне изотопе могу се добити апсолутни радијуси за језгра у широком опсегу која су доступна за мерење у оптичкој спектроскопији.

Типични редови величина за масене помераје су између пар GHz (лаки елементи,  $Z \approx 10$ ) и 10MHz (тешки елементи,  $Z \approx 80$ ), а за помераје поља између 10MHz (лаки елементи,  $Z \approx 10$ ) и 10GHz (тешки елементи,  $Z \approx 80$ ). Методе *ласерске спектроскопије* обезбеђују резолуцију бољу од 10<sup>-8</sup> и на скали оптичких фреквенција реда 5 · 10<sup>14</sup>Hz заиста могу да изађу на крај са тако малим ефектима. То је и главни разлог зашто су подаци о оптичком померају изотопа за  $\delta \langle r^2 \rangle$  обично веома тачни и прецизни. За читав ланац изотопа ефекти нуклеарне структуре су често веома јасно измерени. Они се рефлектују нерегуларностима у (релативним) променама радијуса, чак иако се у (апсолутним) вредностима за  $\delta \langle r^2 \rangle$  не зна пуно о атомским константама  $F_i$ и  $M_i$ . Хиперфина структура

На енергијске нивое у атому, поред радијалне расподеле наелектрисања језгра (монополни момент), утичу и електромагнетни моменти виших редова мултиполностијезгара са спином  $I \neq 0$ . Интеракцијом са мултиполним пољима "shell" електрона, они изазивају додатно цепање нивоа познато као *хиперфина структура*. У пракси је сасвим довољно разматрати само магнетне диполне и електричне квадруполне интеракције језгра са "shell" електронима. Поменуто је да језгра са спином  $I \ge 1/2$  поседују магнетни момент. Са друге стране, "shell" електрони у стањима са укупним угаоним моментом  $J \ne 0$  производе магнетно поље у околини језгра. Ово даје енергију диполне интеракције  $W_D = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}$ . Спектроскопски квадруполни моменти језгра са спином  $I \ge 1$  интерагују са градијентом електричног поља који производе "shell" електрони у стању са угаоним моментом  $J \ge 1$  и то према релацији  $W_Q = eQ_s(\partial^2 V/\partial z^2)$ .

За конкретан атомски ниво са квантним бројем *J* угаоног момента, купловање са спином језгра *I* даје нови укупни угаони момент *F* према следећој релацији векторских оператора:

$$\vec{F} = \vec{I} + \vec{J} \tag{1.22}$$

што означава важење следеће релације  $|I - J| \le F \le I + J$ . Хиперфина интеракција отклања дегенерацију различитих *F* нивоа и доводи до цепања на нивое хиперфине структуре 2J + 1 за J < I или 2I + 1 за J > I (Слика 1.3).



Слика 1.3. Пример фине и хиперфине структуре атома<sup>8</sup>Li. За слободне атоме угаони момент електрона Јкуплује се на спин језгра I, што изазива поделу на нивое хиперфине структуре F. Атомски прелази између основног стања  ${}^{2}S_{1/2}$  до првих побуђених стања  ${}^{2}P$  атома Li називају се  $D_{1}$  и  $D_{2}$  линије (у аналогији са Na).

Употребом правила квантно механичког векторског купловања добија се израз за енергије хиперфине структуре свих *F* нивоа мултиплета у складу са нивоима *J* атомске фине структуре (као што је и приказано на Слици 1.3).

$$W_F = \frac{1}{2}AC + B\frac{\frac{3}{4}C(C+1) - I(I+1)J(J+1)}{2I(2I-1)J(2J-1)}$$
(1.23a)

$$C = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)$$
(1.23b)

У оквиру мултиплета, ове енергије зависе само од два параметра: константе интеракције магнетног дипола A (у овом случају, то није атомски масени број) и константе интеракције електричног квадрупола B. Оба ова параметра садрже као нуклеарни део нуклеарни момент, а као електронски део величину која је независна од врсте изотопа, за неки хемијски елемент у датом атомском стању:

$$A = \frac{\mu_I B_e(0)}{I I} \tag{1.24a}$$

$$B = eQ_s V_{zz}(0) \tag{1.246}$$
$B_e(0)$  је градијент магнетног поља, а  $V_{zz}(0)$  је градијент електричног поља "*shell*" електрона у околини језгра.

Одређивање нуклеарних момената из хиперфине структуре је посебно погодно за радиоактивне изотопе, зато што су електронски делови релација (1.24а) и (1.24б),  $B_e(0)$  и  $V_{zz}(0)$ , обично познати из независних мерења момената и хиперфине структуре стабилних изотопа истих елемената.

Прећутно је узето да су A и B једини непознати параметри у релацији (1.23а). У сваком случају, за изотопе далеко од линије стабилности веома често није познат чак ни спин језгра. Може се закључити да је карактерисање језгра основним величинама директно детерминисано мерењима хиперфине структуре, или бројем њихових компоненти (за I < J) или њиховим релативним растојањима.

Величина хиперфине структуре јако зависи од купловања спинова и орбиталних угаоних момената "*shell*" електрона у датом атомском стању. Велико магнетно цепање нивоа које производи један *s* електрон варира од реда 100 MHz у лаким елементима до око 50 GHz за теже елементе. Мерење квадруполног члана захтева стања са  $J \ge 1$  из којих орбитални угаони момент не ишчезава и са бар једним електроном у отвореној љусци. За лаке елементе ( $Z \approx 20$ ), поред градијента електричног поља који је мали, такође су и квадруполни моменти мали, овај ефект се обично не може једноставно решити.  $\beta$ -NMR техника<sup>16</sup> пружа добре могућности за мерење квадруполних момената лаких језгара, што ће касније бити детаљније поменуто.

### 1.3.2. СПОЉА ПРИМЕЊЕНО ЕЛЕКТРОМАГНЕТНО ПОЉЕ

Када је језгро са спином  $\vec{l}$  имплантирано у чврсти (или течни) материјал, интеракцијом између спина језгра и његовог окружења више не "управљају" атомски електрони. За атом који је уграђен у густи медијум, интеракција атомског језгра са електромагнетним пољем које индукује медијум је много јача у поређењу са интеракцијом њихових атомских електрона. Кристална структура медијума у овом

<sup>&</sup>lt;sup>16</sup> техника нуклеарне магнетне резонанце β-зрака

случају има веома важну улогу [*Blaha et al, 1996*]. Ова хиперфина интеракција је регистрована као одговор система спина језгра на унутрашње електромагнетно поље медијума, најчешће у комбинацији са споља примењеним (статичким или радиофреквентним) магнетним пољима. Ово је разлог зашто су нуклеарни хиперфини нивои дефинисани као својствена стања енергије језгра у комбинацији ових поља. Најједноставнији случај би био спољашње статичко магнетно поље (Напомена: У атомским системима се обично прави разлика између "хиперфине структуре" која произилази из интеракције језгра са "*shell*" електронима и "*Zeemann*-овог ефекта" који осликава много слабије интеракције са спољашњим пољима).

#### Магнетна диполна интеракција

Ако су атоми имплантирани у кристал са кубном кристалном структуром (на пример, "body-centred-cubic" ВСС или "face-centred-cubic" FCC), не индукује се градијент електричног поља ако је језгро на регуларној позицији у кристалу (такозвано, субституционо стање). У том случају, магнетна подстања  $m_I$  језгра са спином I остају дегенерисана.

Дегенерација се може поспешити применом статичког магнетног поља. То може бити екстерно примењено поље, јачине реда од неколико стотина Gauss-а до неколико Tesla (1 Tesla =  $10^4$  Gauss) или интерно хиперфино магнетно поље материјала матрице у коју се врши имплантација, типичне јачине око 10 -100 Tesla.

Интеракција језгра са спином  $\vec{l}$  уроњеног у статично магнетно поље  $\vec{B_0}$  описана је такозваним "Zeemann-овим" хамилтонијаном [Martinez-Pinedo et al, 2001]:

$$\overrightarrow{H_B} = -\frac{g_I \mu_N}{\hbar} \vec{I} \cdot \overrightarrow{B_0} = -\omega_L I_Z \tag{1.25}$$

где је  $\omega_L = g_I \mu_N B_0 / \hbar$  - Ларморова фреквенција, а  $g_I$  је нуклеарни g – фактор. У систему оса, са z - осом паралелном магнетном пољу (често названим лабораторијски систем), магнентна подстања  $m_I$  оператора спина су својствена стања Zeemann-овог хамилтонијана. Енергије Zeemann-ових нивоа пропорционалне су са  $m_I$  (приказано на Слици 1.4а), према следећем изразу:

$$E_m = -\hbar\omega_L m_I \tag{1.26}$$

Ово еквидистантно цепање Zeemann-ових нивоа је обично реда од пар стотина kHz до неколико MHz, у зависности од јачине примењеног магнетног поља и од јачине нуклеарних дипола, окарактерисаних управо g – факторима. Развијено је неколико експерименталних метода за мерење Ларморове фреквенције за радиоактивна језгра и њихова изомерна стања. Може се измерити и одредити веома прецизна вредност нуклеарних g – фактора, обезбеђивањем услова да је магнетно поље на месту имплантираног језгра довољно прецизно познато.



Слика 1.4. (a) Хиперфини нивои језгра уроњеног у статичко магнетни поље. Земаново цепање је еквидистантно и пропорционално Ларморовој фреквенцији v<sub>L</sub>. (б) Хиперфини нивои језгра имплантираног у кристал са градијентом електричног поља. Цепање нуклеарних нивоа није еквидистантно и пропорционално је квадруполној фреквенцији v<sub>0</sub>.

#### Електрична квадруполна интеракција

У материјалу са кристалном структуром која није кубна, имплантирана језгра интерагују са градијентом електричног поља индукованим од стране атома и електрона са првих атомских нивоа око имплантираног језгра. За имплантирано језгро на субституционалну (регуларну) позицију, индуковани градијент електричног поља има симетрију кристалне структуре (на пример, у матетријалу са хексагоналном затвореном кристалном решетком, језгро интерагује аксијално симетричним градијентом електричног поља са осом симетрије дуж *c* осе кристала, 0001 оса). Ако се имплантирана "нечистоћа" завршава на интерстицијалној позицији или близу неког дефекта у решетки кристала, симетрија индукованог градијента електричног поља може се разликовати од симетрије кристалне решетке.

Интензитет градијента електричног поља је исти за све изотопе одређеног елемента који су имплантирани на сличним позицијама у кристалној решетки. Захваљујући томе, ако се мери квадруполна фреквенција  $v_0 = eQ_s V_{zz}/h$  за неколико изотопа једног елемента у кристалу, однос ових фреквенција даје однос њихових квадруполних момената. Да би се добила апсолутна вредност спектроскопског квадруполног момента за сваки изотоп, мора се пре свега одредити интензитет градијента електричног поља Vzz. То се може урадити на пример, коришћењем познатог градијента електричног поља (који је измерен неком другом методом или теоријски израчунат). Често се користе управо прорачуни који се обаве пре мерења за градијент електричног поља, ови прорачуни су тачности око 10%, што обезбеђује да параметри решетке буду познати са задовољавајућом тачношћу [Fujioka et al, 1983]. Почетак употребе унапред обављених прорачуна је био јако важан корак за мерење квадруполних момената. На пример, неки од првих прорачуна су показали да су претходно одређени квадруполни моменти за изотопе Fe били погрешни, због лоше одређеног градијента електричног поља у неким кристалима [Matthias et al, 1962].

Ако се монокристал користи као матрица за имплантацију, оријентације оса симетрија кристала (а самим тим и основне осе градијента електричног поља) су исте у целој запремини кристала, па је због тога за свако имплантирано језгро исти интензитет градијента електричног поља и иста оријентација. Ако се имплантација врши у поликристалном материјалу, свако имплантирано језгро интераговаће са градијентом електричног поља истог интензитета, али са произвољном оријентацијом основне осе. У овом случају, мора се извршити интеграљење по свим могућим смеровима главних оса узимајући у обзир референтни оквир.

Хамилтонијан за језгро са спином *I* написан за градијент електричног поља се најједноставније може изразити у систему главних оса који има *z*-осу дуж *c*-осе кристала. Овде ћемо се задржати на кристалима са аксијално симетричним градијентом електричног поља (параметар асиметрије  $\eta = 0$ ) дуж *z*-осе у систему главних оса:

$$\vec{H}_Q = \frac{\omega_Q}{\hbar} \left( 3\vec{I}_z^2 - \vec{I}^2 \right) \tag{1.27}$$

Магнетна стања оператора спина *m<sub>I</sub>* представљају добра својствена стања квадруполне интеракције хамилтонијана. Њихова енергија је дегенерисана као *m<sub>I</sub><sup>2</sup>* (Слика 1.4б):

$$E_m = \hbar \omega_0 [3m_l^2 - I(l+1)] \tag{1.28}$$

и пропорционална је са константом квадруполног купловања  $\omega_Q = \frac{eQ_S V_{ZZ}}{4I(2I-1)\hbar}$  која је повезана са квадруполном фреквенцијом  $\nu_Q = 4I(2I-1)\omega_Q/2\pi$ .

 $m_I$  нивои језгра које интерагује са градијентом електричног поља нису еквидистантни. Региструје се неколико фреквентних прелаза, који варирају у опсегу од 10kHz до неколико MHz, у зависности од интензитета градијента електричног поља и од спектроскопског квадруполног момента језгра. За језгра са спином I < 1нема квадруполног цепања нивоа, што одговара чињеници да је очекивана вредност (релација 1.17) дефинисана губитком спектроскопског квадруполног момента. Прилагођено је неколико експерименталних метода за мерење квадруполних фреквенција за радиоактивна језгра и њихова изомерна стања. Уобичајена тачност за квадруполне моменте одређена из измерених фреквенција зависи од тога колико добро познајемо градијент електричног поља у области језгра у самој кристалној решетки. Ова тачност може варирати од 1% до 15%.

#### Комбиноване статичке интеракције

Када и магнетно поље и електрично поље интерагују са имплантираним језгрима, енергија нуклеарних хиперфиних стања може се израчунати аналитички само ако су ове интеракције аксијално симетричне и поравнане једна са другом. У овом случају енергија магнетних подстања  $m_I$  представља само суму датих диполних и квадруполних енергија. Када се графички приказују ове енергије у функцији интензитета магнетног поља (Слика 1.5а), нуклеарни квантни нивои се пресецају на еквидистантним позицијама [*Coussement et al, 1985*].



Слика 1.5. Нуклеарни хиперфини нивои језгара са спином I=3/2 приписани комбинованој статичкој магнетној интеракцији и аксијално симетријчној квадруполној интеракцији: (а) за колинеарне интеракције,  $\beta = 0$ , (b) и (c) за неколинеране интеракције са параметром  $\beta = 5^{\circ}$  и  $\beta = 20^{\circ}$  (редом). Преклапање или мешање хиперфиних нивоа дешава се на добро дефинисаним вредностима за односе фреквенција укључених интеракција, ако је  $\frac{\omega_L}{2\pi\nu Q} = \frac{3(m+m')\cos\beta}{4I(2I-1)}$ ; (d)На овим позицијама, могу се регистровати резонанце у распаду угаоно расподељених, оријентисаних језгара, из ових резонанци може се одредити спин језгра као и нуклеарни моменти.

Уколико ове две интеракције нису колинеарне, мора се дијагонализовати хамилтонијан комбиноване интеракције како би се добила његова својствена стања. Хамилтонијан комбиноване интеракције се може изразити у односу на лабораторијски систем који је изабран тако да *z*-оса буде паралелна са статичким пољем. Онда хамилтонијан квадруполне интеракције мора такође бити описан у овим координатама (као у референци [*Van Duppen, 2006*]). Ипак, да би се добио бољи увид у физичко понашање система комбиноване интеракције, боље је квадруполну интеракцију описати у систему главних оса, који формира угао ( $\beta$ , $\gamma$ ) у односу на лабораторијски координатни систем (као у референци [*Neugart, 1987*]). У овом другом случају, хамилтонијан се може изразити као:

$$H_{combined} = -\omega_L I_z \cos\beta + \omega_L I_z \sin\beta + \frac{\omega_Q}{\hbar} \left( 3\vec{I}_z^2 - \vec{I}^2 \right)$$
(1.29)

Дијагонализацијом ове матрице добијају се "мешана" својствена стања у односу на изабрани референтни систем и енергијски нивои "мешаних" квантних стања. На Слици 1.5(b) енергијски нивои неколинеарних комбинованих интеракција израчунати су за неусклађени угао  $\beta = 15^{\circ}$  *с*-осе кристала у односу на лабораторијски координатни систем. Може се видети да се у близини тачке пресецања нуклеарни нивои међусобно поништавају (из атомске физике је овај феномен познат као "анти-пресецање" односно "anti-crossing"). За мале углове неусклађености, може се добити аналитички израз за ове "анти-пресечене" енергијске нивое. Ово се може урадити употребом теорије пертурбације првог реда, уз извесне апроксимације на два нивоа. Израчуната својствена стања су мешавине "непертурбованих"  $m_I$  поднивоа. Зато се и називају "level-mixed states". Може се показати да су у области мешаних нивоа насељености два посматрана нивоа изједначене. Ово повећава резонантну промену у оријентацији спин-оријентисаног ансамбла, што се може регистровати као резонанца при угаоној дистрибуцији оријентисаних језгара која подлежу  $\gamma$  или  $\beta$  распаду (ово ће у поглављу 3, бити детаљно описано). Симулација ових резонанци за спин-поларизоване снопове из реакција пројектил-фрагментације приказана је на Слици 1.5д. Управо ова мешана стања нивоа се већ дуги низ година користе за прилагођавање нових метода за мерење момената егзотичних језгара.

## II ГЛАВА

## 2. НУКЛЕАРНЕ ОРИЈЕНТАЦИЈЕ

За мерење различитих особина језгара доступан je широк опсег експерименталних техника. Нуклеарне оријентације на ниским температурама [Stone, *Postma*, 1986], примењене на радиоактивним изворима, имају за циљ да поравнају (односно оријентишу) спин "ансамбла" језгара и потом да мере угаону дистрибуцију емитованог зрачења. У овом поглављу представљени су и објашњени основни појмови који прате нуклеарне оријентације, почевши од основа електромагнетних прелаза језгра, преко мерења нуклеарних оријентација до формализма нуклеарних оријентација, где су објашњени сви неопходни параметри за мерење и израчунавање одговарајућих физичких величина методом нискотемпературских нуклеарних оријентација.

## 2.1. ЕЛЕКТРОМАГНЕТНИ ПРЕЛАЗИ ЈЕЗГРА

Као продукт нуклеарних реакција или радиоактивног распада добија се ново језгро у побуђеном стању [*Крмар, 1996*], [*Hamilton, 1975*]. У случају када је енергија побуђења мања од везивне енергије нуклеона, деексцитација језгра се одвија посредством електромагнетних прелаза: γ зрачењем или интерном конверзијом. Ако је енергија побуђивања већа од везивне енергије нуклеона, поред електромагнетних прелаза може доћи и до емисије једног или више нуклеона из језгра.

Класична и квантна електродинамика дају добру теоријску основу природе електромагнетне интеракције, па су јасно формулисани закони често почетна тачка у испитивању електромагнетних прелаза једног сложеног система какав је атомско језгро. Обзиром да је јака интеракција у језгру недовољно позната, објашњење ефеката који се појављују у тумачењу електромагнетних прелаза, најчешће су на задовољавајући начин замењивани емпиријским чињеницама или резултатима прорачуна из постојећих модела језгра. Овакав приступ се показао као добар и дао је добре резултате у тумачењу електромагнетних појава у језгру.

## 2.1.1. ЕМИСИЈА ГАМА ЗРАЧЕЊА

У складу са квантно-механичким формализмом, вероватноћа емитовања гама фотона у јединици времена једнака је вероватноћи преласка језгра из почетног (иницијалног) *i* стања у коначно (финално) *f* стање [*Hamilton, 1975*]. Фермијево правило дефинише ову вероватноћу:

$$T_{i \to f} = \frac{2\pi}{\hbar} |\langle f \| H_{int} \| i \rangle|^2 \frac{dN}{dE}$$
(2.1)

У овој релацији  $H_{int}$  је оператор интеракције која врши пертурбацију, а dN/dE је број коначних стања у јединичном енергијском интервалу. Оператор интеракције се може написати као:

$$H_{int} = -\int j(r) A(r,t) dv \qquad (2.2)$$

Овде j(r) означава густину струје, а A(r,t) векторски потенцијал електромагнетног поља, који се може изразити преко мултиполног реда:

$$A(r,t) = \sigma \sqrt{2\pi} \sum_{L,m} \sqrt{2L+1} i^L D_{m\sigma}^L \left( A_{Lm}^{(M)}(r,t) + i \delta A_{Lm}^{(E)}(r,t) \right)$$
(2.3)

Вредности  $\sigma$  означавају леву или десну поларизацију (1 или -1),  $D_m^L \sigma$  је матрица ротације, оператор векторског потенцијала електричног зрачења мултиполности L је обележен са  $A_{Lm}^{(E)}(r,t)$ , док је  $A_{Lm}^{(M)}(r,t)$  ознака за оператор магнетног зрачења мултиполностиL. Ова два оператора се могу изразити као:

$$A_{Lm}^{(E)}(r,t) = \frac{1}{\omega} (L(L+1))^{1/2} (\nabla \times L) j_L(\omega r) Y_{Lm} e^{-i\omega t}$$
(2.4)

$$A_{Lm}^{(M)}(r,t) = \left(L(L+1)\right)^{1/2} L j_L(\omega r) Y_{Lm}$$
(2.5)

У претходне две релације са L је обележен оператор угаоног момента,  $j_L(\omega r)$  су сферне Беселове функције,  $Y_{Lm}$ - сферни хармоници,  $\omega$  - кружна фреквенција зрачења.

Закон одржања момента количине кретања даје изборно правило на основу кога је одређен угаони момент сваког емитованог фотона као:

$$\left|I_{i} - I_{f}\right| \le L \le \left|I_{i} + I_{f}\right| \tag{2.6}$$

*I*<sub>*i*</sub> и *I*<sub>*f*</sub> су почетно (иницијално) и крајње (финално) стање језгра.

Емитовано зрачење се може описати као електрично или магнетно, у зависности од угаоног момента *L*. Емитовано зрачење дефинисано је вектроским потенцијалима  $A_{Lm}^{(E)}(r,t)$  и  $A_{Lm}^{(M)}(r,t)$  који су одређени својом парношћу, за магнетно зрачење парност је дефинисана као  $(-1)^{L+1}$ , а за електрично зрачење  $(-1)^{L}$ . Из закона одржања парности, може се добити још једно правило:

$$\pi_i \pi_f \pi_L = 1 \tag{2.7}$$

 $\pi_i$  и  $\pi_f$  су парности почетног и крајњег стања, а  $\pi_L$  је парност самог зрачења. За електрично зрачење је:

$$\pi_i \pi_f = (-1)^L \tag{2.8}$$

За магнетно зрачење је:

$$\pi_i \pi_f = (-1)^{L+1} \tag{2.9}$$

Електрични мултиполни прелаз који одговара диполном зрачењу (L = 1) је E1, квадруполном (L = 2) E2, октополном (L = 3) E3, ... Магнетни мултиполи за одговарајуће вредности угаоног момента су редом М1, М2, М3, ...

Узимањем у обзир претходно наведена два изборна правила, може се одредити које мултиполне компоненте учествују у емисији зрачења при прелазу између било која два енергетска нивоа познатих угаоних момената и парности. Вероватноћа за радијациони прелаз веома брзо опада са порастом *L*, па се може закључити да само

једна или две компоненте најниже мултиполности учествују у прелазу (то значи и да нам нису потребни виши чланови у развоју израза за A(r,t)).

Када су енергије прелаза мање од 10 MeV, тада је таласна дужина емитованог зрачења знатно већа од димензија језгра. Ово узимамо као апроксимацију и користимо *Wigner-Eckart*-ову теорему. Према *Wigner-Eckart*-овој теореми сваки матрични елемент се може свести на производ редукованог матричног елемента *Wigner*-ових 3j-симбола. Па ће израз за вероватноћу прелаза емисијом гама зрачења бити:

$$T\left((E,M)\ L;\ I_i \to I_f\right) = \frac{8\ \pi\ (L+1)}{L\ ((2L+1)!!)^2\hbar} k^{2L+1} B\left((E,M)\ L;\ I_i \to I_f\right)$$
(2.10)

Овде је  $k = \frac{E_i - E_f}{\hbar c}$  - таласни вектор,  $B((E, M) L; I_i \to I_f)$  је редукована вероватноћа прелаза, која се може дефинисати на следећи начин:

$$B\left((E,M) L; I_i \to I_f\right) = \frac{1}{(2 I_i + 1)} \left| \langle I_f \| M(E,M) L \| I_i \rangle \right|^2$$
(2.11)

са  $\langle I_f || M (E, M) L || I_i \rangle$  означен је редуковани матрични елемент.

Редукована вероватноћа не зависи од енергије прелаза, али зависи пуно од структуре језгра. Претходне релације показују како се вероватноћа емисије зрачења може приказати преко редуковане вероватноће. Вредности редукованих вероватноћа се могу добити експериментално, мерењем времена полуживота нуклеарних стања или Кулоновим побуђивањем језгра.

Први модел који је имао велики успех у објашњавању особина језгра је *модел* љуски. Модел љуски претпоставља да су нуклеони независне честице које се крећу у централном пољу насталом од преосталих нуклеона. Управо овај модел су 1952. године искористили *Weisskopf* и *Blat* и дали процену редукованих вероватноћа за електромагнетни прелаз у виду следећих израза:

$$B(EL) = \frac{1.2^{2L}}{4\pi} \frac{3}{3+L} A^{\frac{2L}{3}}$$
(2.12)

$$B(ML) = 10 \frac{1.2^{2L-2}}{\pi} \left(\frac{3}{L+2}\right)^2 A^{\frac{2L-2}{3}}$$
(2.13)

Ова прилично "груба" процена дала је задовољавајућу информацију о реду величине. Вредности ове вероватноће се користе као *Weisskopf*-ове јединице. Када се експериментално добију вредности редукованих вероватноћа, оне су се могле поредити са овим проценама и тако су оцењивани елементи структуре неких језгара. Када експерименталне вредности вишеструко прелазе поменуте процене (за више редова величине), тада се закључује да колективни ефекти у језгру доприносе повећању вероватноће посматраног прелаза. Ако се добију мање вредности од *Weisskopf*-ових процена, онда се морају увести додатна селекциона правила која зависе од структуре посматраног језгра

## 2.1.2. МУЛТИПОЛНЕ СМЕШЕ

На основу неке једноставне процене вероватноће, попут описане Weisskopf-ове у оквирима једночестичног модела љуски, закључује се да вероватноћа за радијациони прелаз врло брзо опада са порастом мултиполности зрачења, односно са порастом вредности L. У складу са тим, реално се може очекивати да у прелазу учествује само једна компонента и то она са најнижом мултиполношћу. Допринос осталих компоненти би требао бити занемарљив. Структура језгра је, ипак, знатно сложенија од оне која је моделом љуски претпостављена. Експериментално је установљено да постоји много прелаза у којима се не појављује само једна од компоненти дозвољених правилима избора. Због тога се и уводи појам *мултиполних смеша*, за случај када постоје две компоненте од којих ниједна није занемарљивог интензитета. На пример, када у зрачењу постоји и магнетна диполна и електрична квадруполна компонента, квадрат мултиполне смеше, познат и као *однос мешања*,  $\delta$ , дефинише се као однос броја Е2 и М1 прелаза у јединици времена, изражено преко вероватноће прелаза:

$$\delta^2 \left( \frac{E2}{M1}; I_i \to I_f \right) = \frac{T \left( E2; I_i \to I_f \right)}{T \left( M1; I_i \to I_f \right)}$$
(2.14)

У претходној релацији су  $T(E2; I_i \rightarrow I_f)$  и  $T(M1; I_i \rightarrow I_f)$  вероватноће Е2 и М1 прелаза. Ове вероватноће се могу представити и преко редукованих матричних елемената:

$$\delta^2 \left( \frac{E2}{M1}; I_i \to I_f \right) = \frac{3}{100} k^2 \frac{B\left(E2; I_i \to I_f\right)}{B\left(M1; I_i \to I_f\right)}$$
(2.15)

Односно, увођењем одговарајућих матричних елемената:

$$\delta^{2}\left(\frac{E2}{M1}; I_{i} \to I_{f}\right) = \frac{3}{100}k^{2}\frac{\left|\langle I_{f} \| M(E2) \| I_{i} \rangle\right|^{2}}{\left|\langle I_{f} \| M(M1) \| I_{i} \rangle\right|^{2}}$$
(2.16)

Из претходних релација је јасно да се вредност за  $\delta$  добија као квадратни корен неке од претходне четири релације, па се поставља питање који знак треба узети + или -. Ако посматрамо последњу релацију, знак матричног елемента електромагнетног прелаза нема физички смисао јер зависи једино од произвољно изабране релативне фазе иницијалног и финалног стања. Међутим, у случају производа или количника оваква два елемента (као што је случај у посматраном изразу), свако нуклеарно стање се појављује паран број пута, па знак постаје независтан од избора фазе и може имати и физички смисао. Одабрани знак мора бити конзистентан са знаком мултиполне смеше који је добијен у експерименталном мерењу угаоних корелација, при чему овај знак зависи од конвенције усвојене при дефинисању осе оријентације језгра и од неких геометријских фактора који се налазе у оквиру израза за вероватноћу угаоних дистрибуција. Примера ради, конвенцијом коју су предложили *Krane u Steffen [Krane, 1986*], узимају се матрични елементи за обе мултиполне компоненте и позитиван корен десне стране једначине:

$$\delta\left(\frac{E2}{M1}; I_i \to I_f\right) = \frac{\sqrt{3}}{10} k \frac{\langle I_f \| M(E2) \| I_i \rangle}{\langle I_f \| M(M1) \| I_i \rangle}$$
(2.17)

Односно:

$$\delta\left(\frac{E2}{M1}; I_i \to I_f\right) = 0.835 E \frac{\langle I_f \| M(E2) \| I_i \rangle}{\langle I_f \| M(M1) \| I_i \rangle}$$
(2.18)

Енергија E се изражава у [MeV], електрични квадруполни елемент у [e · barn], а магнетни диполни матрични елеменат у нуклеарним магнетонима [n.m.].

Представљене релације не важе само за описани случај E2/M1 мешање, већ се могу прилагодити за све могуће случајеве мултиполних смеша када се при радијационом прелазу могу уочити две компоненте мултиполности редом *L* и *L* + 1.

## 2.1.3. УГАОНА ДИСТРИБУЦИЈА ГАМА ЗРАЧЕЊА

За сваки у фотон који се емитује при деексцитацији језгра са побуђеног на неки основни ниво карактеристичан је *угаони момент L*. На основу закона одржања угаоног момента важи:

$$I_i = I_f + L \tag{2.19}$$

овде су  $I_i$  и  $I_f$  угаони моменти (спинови) почетног и крајњег стања. У складу са тим, емитовано зрачење је окарактерисано угаоним квантним бројем L, као и магнетним квантним бројем M, а услов је да овај квантни број задовољава следећу релацију:

$$m_i = m_f + M \tag{2.20}$$

где су  $m_i$  и  $m_f$  магнетни квантни бројеви почетног и крајњег стања, која су повезана гама прелазом. Свака појединачна компонента која се јави између магнетних поднивоа  $m_i \rightarrow m_f$  у било којој детектованој гама линији има карактеристичну угаону дистрибуцију. Када бисмо израчунали пренос енергије електромагнетним зрачењем у одређеном правцу  $\theta$  у односу на осу квантовања различитих мултиполности које су окарактерисане квантним бројевим *L* и *M* добили бисмо различите дистрибуције интензитета зрачења  $F_L^M(\theta)$ . У случају диполног зрачења, када је L = 1, израз за угаону дистрибуцију је:

$$F_1^0(\theta) = 3\sin^2\theta \tag{2.21}$$

$$F_1^{\pm 1}(\theta) = \frac{3}{2} (1 + \cos^2 \theta)$$
 (2.22)

Вероватноћа емитовања кванта зрачења из било ког језгра зависи од угла између спина стања са кога се врши емисија и правца емисије самог фотона, међутим, мерењем интензитета гама зрачења неког извора не може се приметити никаква просторна анизотропија. Разлог за то је што су под нормалним условима вектори угаоног и магнетног момента хаотично усмерени у простору. Ако посматрамо то у квантномеханичком смислу, у посматраном скупу у потпуности је једнака насељеност сваког од (2I + 1) магнетних подстања. А то би даље значило да су међусобно потпуно једнаки бројеви језгара која имају неку од могућих компоненти угаоног момента (I, I - 1, ..., -(I - 1), -I) у јединицама  $\hbar$ ) дуж осе квантовања, која је најчешће одређена спољашњим магнетним пољем. Просторна анизотропија ће се показати у интензитету гама зрачења у случају када сва магнетна подстања окарактерисана квантним бројем *m* нису подједнако вероватна, односно ако подстања нису једнако попуњена. Овако дефинисан систем је **оријентисан систем**. Систем се може оријентисати на два начина:

- Ако је већи број спинова усмерен у једном смеру осе квантовања, односно ако је различита попуњеност поднивоа са магнетним квантним бројевима *m* и – *m*. У овом случају систем је *поларизован*.
- Уколико вероватноћа попуњености поднивоа зависи од m<sup>2</sup> (ово се јавља при интеракцији језгра и градијента електричног поља), тада је насељеност поднивоа са магнетним квантним бројевима m и - m подједнака. У овом случају систем је усмерен.

За мерење анизотропије у интензитету гама зрачења у разним правцима, неопходно је оријентисати језгра радиоактивног извора, а то се може постићи на неколико начина:

- *Метод нискотемпературских нуклеарних оријентација* применом јаких магнетних поља на ниским температурама (што ће у овом раду бити детаљно описано).
- Метод дирекционих угаоних корелација Овом методом се одређује вероватноћа емисије два сукцесивна зрака из језгра под одређеним углом,

без обзира на њихову поларизацију. За сукцесивне зраке се каже да чине каскаду.

 Нуклеарне реакције – постоје разне нуклеарне реакције изазване честицама добро дефинисаних смерова и поларизације, које се могу искористити за оријентисање језгра.

Да би се могла израчунати угаона дистрибуција гама зрачења или да би се из измерене анизотропије добила жељена карактеристика структуре посматраног језгра, поред угаоне зависности за поједине прелазе са магнетних подстања, потребно је осим карактеристика емитованог зрачења познавати и релативну попуњеност сваког од попуњених поднивоа.

## 2.2. ОРИЈЕНТАЦИЈА АТОМСКИХ ЈЕЗГАРА

За сва језгра са спином различитим од нуле може се реално очекивати да поседују укупни магнетни момент, састављен од доприноса из три извора: орбитално кретање протона, и унутрашњих момената протона и неутрона. Скала нуклеарних магнетних момената је екстремно уска; нуклеарни магнетон $\mu_N$  је скоро две хиљаде пута мањи од Боровог магнетона  $\mu_B$  који је у вези са атомским електронима. Растојање између нуклеарних нивоа у магнетном пољу је у складу са тим одговарајуће уско, реда 10 neV/T. Просечна термална енергија од око 10 neV одговара температури од само 100 µK.

$$\Delta E = \frac{\vec{\mu} \cdot \vec{B}}{I} \tag{2.23}$$

Укупна нуклеарна оријентација се може постићи хлађењем узорка, тако да просечна термална енергија  $k \cdot T$  буде реда величине растојања између нивоа. Поднивои су представљени на Слици 2.1.



Слика 2.1. *Нуклеарно стање са спином*<sup>3</sup>/<sub>2</sub> ħ → у магнетном пољу, ниво се дели у поднивое → са смањењем температуре, насељеност поднивоа постаје неједнака → под утицајем резонантне радиофреквенције, насељеност поднивоа се поново изједначава

Ради бољег објашњења утицаја температуре, можемо посматрати поларизацију језгара методом нискотемпературских нуклеарних оријентација. Овај метод комбинује јако магнетно поље, које интерагује са нуклеарним моментима, на веома ниским температурама, како је то дефинисано у [*Stone, Postma, 1986*]. Као што је већ поменуто, интеракција између језгара са спином различитим од нуле и магнетног поља подразумева деобу нивоа, на пример, класично *Zeeman*-ово цепање нуклеарних поднивоа. На собној температури, сви ови нивои су подједнако насељени јер је термална енергија значајно већа од енергије цепања. Али са снижавањем температуре, нивои са нижом енергијом се све више попуњавају (Слика 2.2). Насељеност различитих m – нивоа ансамбла језгра дата је *Boltzmann*-овом расподелом:

$$p(m) = \frac{e^{\frac{m\Delta E}{kT}}}{\sum_{m} e^{\frac{\Delta E}{kT}}}$$
(2.24)

У претходној релацији,  $\Delta E = \mu B/I$  је енергетска разлика између два стања, *B* је јачина магнетног поља.



Слика 2.2. Принцип LTNO: језгро са спином I (на пример, I=2) и нуклеарним моментом µ у магнетном пољу В има 2I+1 (у конкретном примеру, I=5) енергетских нивоа, са енергијском разликом од µB/I између нивоа. Када је температура довољно ниска, најнижи ниво ће бити највише насељен. Насељеност различитих нивоа је дата Boltzmann-овом расподелом

Да би се постигао задовољавајући ниво поларизације, термална енергија kT мора бити истог реда величине као и Zeeman-ово цепање,  $\mu B/I$ . Овај услов захтева магнетна поља јачине од око 10 Т и јача и температуре реда неколико миликелвина. Најниже практично достижне температуре су око 10 mK, које се могу постићи у хелијумским  ${}^{3}$ He/ ${}^{4}$ He "*dilution refrigerator*" – системима за хлађење. Другим, сложенијим техникама хлађења могу се достићи и ниже температуре, али се не постиже релативно висока моћ хлађења криостата. За типична језгра, ово означава да поларизујуће поље мора бити у опсегу 10-100 Т. Могуће је применити поља јачине 10 Т са великим суперпроводним магнетима, али ово решење носи са собом неке очекиване техничке проблеме. Један од начина је да се искористи хиперфино поље  $B_{HF}$  које се добија имплантацијом језгара у Хиперфина кристалну решетку феромагнетног метала. поља нечистоћа y феромагнетним металима су паралелна (или антипаралелна) у односу на локалну магнетизацију, и крећу се до неколико стотина тесла у зависности од комбинованих нечистоћа матрице у коју је извршена имплантација. Типични феромагнетни материјали у којима се врши имплантација су гвожђе или никал, и они се могу намагнетисати до потпуне сатурације релативно слабим пољима од 0.1 до 0.5 Т – која се једноставно могу постићи малим суперпроводним магнетима. Сва суперпроводна

поља су ко-аксијална са пољем електромагнета, па су тиме дефинисане осе поларизације за сва језгра у решетки матрице.

Када су радиоактивна језгра поларизована, емисија њихових продуката распада биће анизотропна. Слика 2.3, показује типичну угаону дистрибуцију γ и β зрачења.



Слика 2.3. Типична угаона дистрибуција за γ зрачење (а) и за β зрачење (б) у функцији од угла θ, угла између правца емисије и осе оријентације.

Емисија γ зрачења се манифестује исто у смеру са магнетним пољем и у супротном смеру, док код β зрачења немамо исти случај. Ово се манифестује директно на одржање парности у електромагнетним интеракцијама и неодржање парности у слабим интеракцијама.

## 2.3. МЕРЕЊЕ НУКЛЕАРНИХ ОРИЈЕНТАЦИЈА

Разматрамо усамљено, нестабилно језгро, са дефинисаном осом симетрије. Прилком свог распада језгро ће емитовати честицу под неким углом  $\phi$  у односу на осу. Понављањем овог процеса више пута, у општем случају ће се наћи да угаона дистрибуција емитованог зрачења није изотропна у односу на осу.

Егзактна дистрибуција је функција иницијалног и финалног нуклеарног стања и типа распада. У практичном експерименту није могуће потпуно поларизовати језгро

које се испитује; на коначним температурама сви могући поднивои су насељени у складу са *Boltzmann*-овом расподелом. Из тог разлога јако је битно пратити температуру у току експеримента, и узети у обзир и степен поларизације.

Постоји неколико могућих начина мерења:

• У NMR ("*Nuclear Magnetic Resonance*") експериментима нуклеарне магнетне резонанце мери се дељење поднивоа односно растојање измећу поднивоа. Поступак за то је мерење фреквенције на којој језгро постиже резонанцу у наизменичном електричном пољу:  $hv = \Delta E = gB\mu_N$ . У NMR/ON<sup>17</sup> – експериментима нуклеарне магнетне резонанце на оријентисаним језгрима, може се детектовати резонантна абсорбована енергија која се манифестује као редукција нуклеарне поларизације. У хиперфиним пољима се нуклеарни g – фактори могу израчунати и ако је познат и спин језгра прорачуном се може одредити нуклеарни магнетни момент. Важи и обратно, добро познато језгро се може искористити за мерење хиперфиног поља.

• Магнетни момент се такође може мерити испитивањем варијација анизотропије зрачења у функцији од температуре. Ова техника је релативно нетачна, али помоћу ње се могу добити и спин и момент језгра. Температурна зависност се може комбиновати са NMR експериментом у случају када је нуклеарни спин језгра непознат.

• Детаљним мерењима угаоних дистрибуција зрачења могу се добити информације о мултиполности прелаза у току распада, спин-парност основног стања језгра претка и спин-парност стања језгра потомка.

<sup>&</sup>lt;sup>17</sup> експерименти нуклеарне магнетне резонанце у снопу ("on line")

## 2.4. ФОРМАЛИЗАМ НУКЛЕАРНИХ ОРИЈЕНТАЦИЈА

Уопштени израз за измерену угаону дистрибуцију зрачења из оријентисаног језгра је:

$$W(\theta) = 1 + f \sum_{\lambda} B_{\lambda} U_{\lambda} A_{\lambda} Q_{\lambda} P_{\lambda}(\cos \theta)$$
(2.25)

У овом изразу:

•  $W(\theta) = N_{cold}(\theta)/N_{warm}(\theta)$ ,  $\theta$  је угао у односу на осу поларизације, а  $N_{cold}(\theta)$  и  $N_{warm}(\theta)$  су одброји детектора у одређеном енергијском опсегу ( $\gamma$  пик или део  $\beta$  спектра) када су језгра поларизована (на пример, на температури од неколико миликелвина, *cold*) или неполаризована (на пример, око 4.2 K, *warm*).

• Максимална вредност за  $\lambda$  је 2 ·  $\Delta I$ . Код забрањеног  $\beta$  распада,  $\lambda = 1$ . У  $\gamma$  распаду, имамо само парне вредности за  $\lambda$ .

• *A*<sub>λ</sub> – коефицијенти описују расподелу емисије узевши у обзир нуклеарне осе. Ови коефицијенти зависе од посматраног прелаза.

•  $B_{\lambda}$ - оријентациони коефицијенти, који описују просечну вредност поларизације ансамбла језгара. Овим коефицијентима дефинисан је степен нуклеарне оријентације, зависе од хиперфине интеракције  $\mu B$  и од температуре узорка.

 U<sub>λ</sub> – коефицијенти описују де-оријентацију изазвану недетектованим прелазима који претходе детектованом распаду. Њима је изражен губитак поларизације у току недетектованих међупрелаза.

*f* – фракција (део) језгара која осећају пуну вредност хиперфине интеракције (поља) μ*B*.

•  $Q_{\lambda}$  – уводи у рачун коначне димензије детектора и извора, као и ефикасност детекције.

•  $P_{\lambda}$ - су Лежандрови полиноми.

•  $\theta$  је поларни угао између осе симетрије и смера емисије зрачења.

Параметри  $A_{\lambda}$ ,  $B_{\lambda}$ ,  $U_{\lambda}$  и  $P_{\lambda}$  представљају основу за интеракцију; они у себи садрже "физику". Док параметри f и  $Q_{\lambda}$  зависе од саме експерименталне поставке.

Утицај ових параметара је илустрован на Слици 2.4.



Слика 2.4. Шема нуклеарног распада, на којој су приказана два могућа канала распада. Прелази су означени одговарајућим параметрима нуклеарних оријентација.

Када нема интермедијалних пертурбација између оријентисаних стања и детектованих прелаза,  $U_{\lambda} = 1$ . Када су присутне две или више интермедијалних пертурбација пре детектованог прелаза, као код прелаза  $|I_m\rangle \rightarrow |I_g\rangle$ , коефицијент деоријентације је производ коефицијената деоријентације за сваки прелаз понаособ.

Детаљније објашњење свих поменутих коефицијената дато је у наставку.

## 2.4.1. УГАОНИ ДИСТРИБУЦИОНИ КОЕФИЦИЈЕНТИ, А<sub>л</sub>

Полазна тачка при разматрању сваког прелаза језгра из основног стања  $|i\rangle$  у финално  $|f\rangle$  стање је увек Фермијево златно правило:

$$W_{f \to i} = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \left\langle f \left| \widehat{H}_{int} \right| i \right\rangle \right|^2 \rho_f \tag{2.26}$$

У овој релацији  $\hat{H}_{int}$  - хамилтонијан интеракције, а  $\rho_f$  је густина финалних стања. Обзиром да се ништа не зна о иницијалном и финалном стању, укупна вероватноћа прелаза се може изразити као сума отежана насељеношћу нивоа:

$$W(I_i \to I_f) = \frac{2\pi}{\hbar} \sum_{m_i, m_f} p(m_i) \left| \left\langle I_f m_f \left| \widehat{H} \right| I_i m_i \right\rangle \right|^2 \rho_f$$
(2.27)

Пре даље дискусије, мора се експлицитно објаснити хамилтонијан интеракције и густина финалних стања. Хамилтонијан и густина финалних стања зависе од типа интеракције; код нискотемпературских нуклеарних оријентација (LTNO – "Low *Temperature Nuclear Orientation*"), ово означава нуклеарни распад који прати емисија γ зрака или β честице.

#### Гама распад

Обзиром на то да у електромагнетној интеракцији важи закон одржања парности, за  $\gamma$  распад значајни су само парни  $A_{\lambda}$  коефицијенти. Угаона дистрибуција гама зрачења зависи од мултиполног карактера зрачења, односно од мултиполности прелаза (електрични или магнетни) и од угаоног (ангуларног) момента иницијалног и финалног стања, односно од спина иницијалног и финалног стања. У општем случају, неопходно је узети у обзир најнижа два дозвољена реда мултиполности поља гама зрачења, M(L) и E(L + 1) са парношћу  $(-1)^{L+1}$ . Дозвољене вредности за L одређене су познатим векторским троуглом:

$$\vec{I}_l = \vec{I}_f + \vec{L} \tag{2.28}$$

Релативна амплитуда два реда је однос мешања ("mixing ratio"),  $\delta$ , а релативни интензитет је дат као  $\delta^2$ . Прелази са значајном компонентом трећег реда су изузетно ретки. За зрачење датог карактера (електрично или магнетно), однос прелаза опадне за фактор од ~10<sup>5</sup> по јединици пораста L[2], чланови вишег реда се због тога могу одбацити.

Матрични елемент прелаза се може означити као:

$$\left\langle I_f m_f \left| \vec{J}_N \vec{A}_{LM}^{(\pi)*} \right| I_i m_i \right\rangle \tag{2.29}$$

Овим матричним елементима је описана електромагнетна интеракција нуклеарне струје  $\vec{j}_N$  са мултиполним пољем  $\vec{A}_{LM}^{\pi}$  карактера  $\pi$  (електричног или магнетног) и мултиполног реда *L*. Редуковани матрични елементи дефинисани су *Wigner-Eckart* теоремом:

$$\left\langle I_{f} m_{f} \left| \vec{j}_{N} \vec{A}_{LM}^{(\pi)*} \right| I_{i} m_{i} \right\rangle = (-1)^{L-M+I_{f}-m_{f}} \times \begin{pmatrix} I_{f} & L & I_{i} \\ -m_{f} & -M & m_{i} \end{pmatrix} \left\langle I_{f} \left\| \vec{j}_{N} \vec{A}_{L}^{(\pi)} \right\| I_{i} \right\rangle$$
(2.30)

А однос мешања редукованих матричних елемената је дефинисан као:

$$\delta = \frac{\langle I_f \left\| \vec{J}_N \vec{A}_{L'}^{(\pi')} \right\| I_i \rangle}{\langle I_f \left\| \vec{J}_N \vec{A}_L^{(\pi)} \right\| I_i \rangle}$$
(2.31)

Где је L' = L + 1. Може се приметити да је мешање кохерентно, обзиром да се оба матрична елемента јављају симултано у сваком језгру. Сходно томе, појављују се параметри интерференције у коефицијентима угаоних расподела,

$$A_{\lambda} = \frac{F_k (L \ L \ I_f I_i) + 2\delta \ F_k (L \ L' I_f I_i) + \delta^2 F_k (L \ L' I_f I_i)}{1 + \delta^2}$$
(2.32)

Где су *F* коефицијенти дефинисани као:

$$F_{\lambda}\left(L\ L'I_{f}I_{i}\right) = (-1)^{I_{i}+I_{f}+1}\left(\widehat{L}\widehat{L'}\widehat{I}_{i}\widehat{\lambda}\right)\begin{pmatrix}L & L' & \lambda\\ 1 & -1 & 0\end{pmatrix}\begin{cases}L & L' & \lambda\\ I_{i} & I_{i} & I_{f}\end{cases}$$

$$(2.33)$$

Где је  $\hat{x}$  скраћени запис за  $\sqrt{2x+1}$ . У референци [*Krane, 1986*] дат је преглед израчунатих *F* коефицијената.

У експериментима у којима се мере коефицијенти  $A_k$ , обично је могуће изразити однос мешања у мултиполној смеши  $\delta$ . Од посебног интереса су "чисти"  $\gamma$  прелази, на пример са доприносом само једног мултиполног реда, прелази попут Е2 прелаза. Очекивана асиметрија у овом случају зависи само од спинова, који чине да ови прелази буду веома корисни за одређивање температуре узорка или фракционе константе *f*.

## Бета распад

Бета распад се користи као општи израз под којим се подразумева емисија електрона, емисија позитрона и захват електрона. У сваком од ових случајева фундаментална интеракција је слаба интеракција, преносиоци ове интеракције су виртуелне честице  $W^+$  и W - "виртуелне" јер је на енергији од 80 GeV њихова маса много већа од енергије која се добије у распаду. W бозони упарују две лаке честице – електрон (или позитрон) и (анти)неутрино – уз језгра која се распадају. Дијаграми могућих процеса су представљени на Слици 2.5.



Слика 2.5. Могући канали бета распада

Захват електрона се детектује индиректно, посредством X – зрака емитованих током спуштања електрона низ нивое услед попуњавања места захваћеног електрона. Карактер ових X – зрака је одређен електронским стањем атома и не зависи много од нуклеарног стања. Сходно томе, захват електрона није корисна интеракција за испитивање нискотемпературских нуклеарних оријентација.

У алфа и гама распаду добија се двочестично финално стање. За дати прелаз енергија одбијене честице је фиксирана и недвосмислена, па се у овим распадима добија линијски спектар. У бета распадима (када се очекује захват електрона) добија се трочестично финално стање, при чему се уводи додатни степен слободе. Спектри бета распада су сходно томе континуални, обзиром да се енергија распада може поделити између електрона и неутрина у било ком односу. Релативно масивна језгра абсорбују занемарљиви део енергије распада. Постоји много литературе о слабој интеракцији, неке од ових референци наведене су у литературном прегледу на крају рада [*Wu, Moszkowski, 1966*], [*Strachan, 1969*], [*Konopinski, 1966*].

Бета распади се могу поделити у две класе:

1. Дозвољени бета распади, у којима лептони не носе орбитални момент.

Они се даље могу поделити на *Fermi-jeв*  $\beta$ -*pacnad*, у коме су спинови лептона антипаралелни и иду до J = 0, и *Gamow-Teller*  $\beta$ -*pacnad*, у коме су спинови лептона паралелни и иду до J = 1. Селекциона правила за дозвољени бета распад су:

$$I_i - I_f = 0$$
 или  $\pm 1$ и  $\pi_i = \pi_f$  (2.34)

За  $I_i - I_f = \pm 1$ , допринос дају само GT матрични елементи:

$$A_1(\beta^{\pm}) = \mp \frac{2}{3E} F_1(1 \ 1 \ I_f I_i)$$
(2.35)

За  $I_f = I_i - 1$ , расподела  $\beta$  честица дата је изразом:

$$W_{\beta^{\pm}}(\theta) = 1 \mp \frac{v}{c} \sqrt{\frac{I_i + 1}{3 I_i}} B_1(I_i) \cos(\theta)$$
(2.36)

A за  $I_f = I_i + 1$ ,

$$W_{\beta^{\pm}}(\theta) = 1 \pm \frac{v}{c} \sqrt{\frac{I_i}{3(I_i + 1)}} B_1(I_i) \cos(\theta)$$
(2.37)

Када је  $I_f = I_i \neq 0$ , могу се догодити и *Fermi*-јев и *Gamow-Teller* распад. Коефицијенти угаоне дистрибуције се у том случају могу изразити као:

$$A_1(\beta^{\pm}) = \mp \frac{2}{3} \frac{p}{E} \frac{F_1(1 \ 1 \ I \ I) + y \ F_1(0 \ 1 \ I \ I)}{1 + y^2}$$
(2.38)

А целокупан израз за угаону дистрибуцију се може изразити као:

$$W_{\beta^{\pm}}(\theta) = 1 + \frac{v}{c} \frac{1}{1+y^2} \left\{ \frac{\overline{\pm}1}{\sqrt{3 I (I+1)}} + \frac{2}{\sqrt{3}} y \right\} B_1(I) \cos(\theta)$$
(2.39)

где је са у обележен однос мешања.

$$y = \frac{C_V \langle 1 \rangle}{C_A \langle \sigma \rangle} \tag{2.40}$$

Предзнак *A* коефицијената у  $\beta$  распаду је тешко одредити. Обично се посматра једноставан *Gamow-Teller* распад, где је спин усмерен навише за L = 0 код неутрона који у распаду прелази у спин усмерен наниже за L = 0 - протон, слика 2.6.



Слика 2.6. Бета распад поларизованог неутрона

Лабораторијске осе су дефинисане примењеним магнетним пољем,  $\vec{B}$ . Интеракција са магнетним диполом неутрона је  $\mathcal{H} = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}$ , па је оријентисано иницијално стање  $\vec{\mu}$  антипаралелно са  $\vec{B}$ . За неутрон g фактор је -3.286, па је  $\vec{\mu}$  антипаралелно са вектором спина. У финалном стању протон мора имати спин усмерен наниже, док електрон и неутрино морају имати спинове усмерене навише. За слабу интеракцију је карактеристично нарушење закона одржања парности (хелицитет електрона у бета распаду је негативан, док је хелицитет добијеног антинеутрина позитиван). У складу са тим, може се закључити да електрон мора бити емитован у

смеру супротном смеру магнетног поља, а то даље значи да су коефицијенти  $A_1B_1$ негативни. Код неутрона у спољашњем магнетном пољу коефицијент  $B_1$  је позитиван, а  $A_1(\beta^-)$  је негативан.

## 2. Забрањени бета распад – у коме пар лептона односи угаони момент из језгра.

Забрањени бета распад може бити изузетно сложен, са доприносом пуно матричних елемената. Због тога ћемо се задржати само на првом-забрањеном  $\beta$  распаду, у коме пар лептона односи само једну јединицу угаоног момента. Селекциона правила су:  $I_i - I_f = 0, \pm 1, \pm 2$  и  $\pi_i = -\pi_f$ .

Због сложености целокупног формализма, често се разматрају само задовољавајуће апроксимације Кулонова или  $\xi$  – апроксимација којима се претпоставља да је  $(\alpha Z)^2 \ll 1$  и  $\xi = \alpha Z/2R \gg E_0$ . Овде је  $\alpha$  константа фине структуре, Z је број протона језгра претка, R је полупречник у јединицама редуковане Комптонове таласне дужине ( $\lambda_c = 3.86 \cdot 10^{-13}$  m), а  $E_0$  је укупна енергија у јединицама  $m_e c^2 = 0.511$  MeV. У овом случају,  $A_1$  коефицијенти првих забрањених бета распада са  $l_f = l_i$  или  $l_i \pm 1$  сада задржавају исти облик као код дозвољених бета распада дат релацијом (2.38). За распаде са  $l_f = l_i + 2$ :

$$A_1(B^{\pm}) = \pm \frac{p}{E} \frac{q^2 + 0.6 \, p^2}{q^2 + p^2} F_1(2 \, 2 \, I_f I_i)$$
(2.41)

У овој релацији,  $q = (E_0 - E)/c$  и представља момент неутрина.

Орбитални момент L = 1 за пар лептона уводи више коефицијенте  $A_2$  и  $A_3$ . Ови коефицијенти су углавном занемариви, осим у ретким случајевима [*Vanneste*, 1986].

## 2.4.2. ОРИЈЕНТАЦИОНИ КОЕФИЦИЈЕНТИ, В<sub>л</sub>

Коефицијентима *A* описан је само сам распад у односу на иницијално стање. *B* коефицијенти описују оријентацију ансамбла у односу на лабораторијску осу, која је дефинисана магнетним пољем које врши оријентацију. Односно, ови коефицијенти

описују степен поларизације ансамбла језгара. Они су функција интеракције  $\mu B$  и температуре. Заправо, *B* коефицијенти су једини коефицијенти из релације (2.25) који су у функцији од температуре, и могу често бити одвојени од других параметара. Када је температура *T* релативно висока у односу на температуру интеракције  $T_{int} = \mu B/Ik$ , ансамбл је неоријентисан и  $B_{\lambda} \rightarrow 0$ . Када се температура снизи и постане мала у односу на  $T_{int}$ , *B* коефицијенти теже ка коначним граничним вредностима. Обзиром да је температура *T* обично упоредива са  $T_{int}$ , неопходно је узети у обзир и температуру при израчунавању  $B_{\lambda}$ .

Хамилтонијан интеракције је:

$$\mathcal{H} = -\vec{\mu} \cdot \vec{B} \tag{2.42}$$

Разлика енергија између суседних стања је:

$$\Delta_M = gB_z = \frac{\mu B_z}{I_0} \tag{2.43}$$

Као последица магнетне диполне интеракције, нуклеарни ниво са спином J цепа се на (2J + 1) поднивоа означених квантним бројевима  $m, m = -J \dots + J$ . Насељеност ових различитих m стања је дата *Boltzmann*-овом расподелом, релација (2.24). Оријентациони параметри су у директној вези са параметрима насељеност p(m) преко релације:

$$B_{\lambda} = \left[ (2\lambda + 1)(2J + 1) \right] \sum_{m} (-1)^{J+m} \begin{pmatrix} J & J & \lambda \\ -m & m & 0 \end{pmatrix} p(m)$$
(2.44)

*Wigner*-ов 3-ј симбол ограничава  $\lambda$  на максималну вредност од 2*J*. За дозвољени β распад релевантни су само  $B_1$  коефицијенти, док су за  $\gamma$  распад битни само парни коефицијенти (у пракси су то коефицијенти  $B_2$  и  $B_4$ ). Што је виши ред  $B_{\lambda}$ , температура мора бити нижа да би фактор овог реда у релацији (2.25) значајно доприносио запаженој анизотропији. Као илустрација, на слици 2.7, приказана је температурска зависност коефицијената  $B_1$ ,  $B_2$  и  $B_4$  за стање J = 2.



Слика 2.7. Температурна зависност коефицијената  $B_1$ ,  $B_2$  и  $B_4$  за стање J = 2приказана у виду функције  $\beta = T_{int}/T$  где је  $T_{int}$  енергијска разлика између два т стања подељена Boltzmann-овом константом k.

Треба напоменути да опис поларизације са оваквим  $B_{\lambda}$  коефицијентима важи само ако је постигнута термална равнотежа измеђуансамбла језгара и кристалне решетке матрице, у супротном мора се узети у обзир и непотпуна релаксација језгара [*Klein*, 1986].

Оријентациони параметри се могу приказати и релацијом:

$$B_{\lambda}(I_0) = \hat{\lambda} \hat{I}_0 \frac{\sum_m (-1)^{I_0 + m} \begin{pmatrix} I_0 & I_0 & \lambda \\ -m & m & 0 \end{pmatrix} e^{\left(\frac{m\Delta_M}{kT}\right)}}{\sum_m e^{\left(\frac{m\Delta_M}{kT}\right)}}$$
(2.45)

Табеле *В* коефицијената дате су у референци [*Krane*, 1972]. Аналитички израз за *B*<sub>1</sub> је:

$$B_1(I_0) = \left[\frac{3}{I_0(I_0+1)}\right]^{1/2} \left[\frac{1}{2} \coth\frac{\Delta_{\rm M}}{2kT} - \frac{2I_0+1}{2} \coth\frac{(2I_0+1)\Delta_{\rm M}}{2kT}\right]$$
(2.46)

Овде се поново дотиче питање поларитета. У претходном изразу,  $B_1$  је негативно ако је  $\Delta_M$  позитиван. Шта се деси када је хиперфино поље негативно, као што је то случај код никла и гвожђа? Онда се може или поново дефинисати лабораторијска оса или се пажљивије дефинише претходни израз. Друга опција уноси мање конфузије и такође покрива и случајеве са негативним g - факторима, када је вектор  $\vec{\mu}$ антипаралелан са вектором  $\vec{I}$ . У изразу (2.42) видимо да је  $\Delta_{\rm M}$  негативно за неутроне ( $\mu = -1.9$ ), а позитивно за протоне ( $\mu = +2.8$ ). Задржавањем предзнака за  $\Delta_{\rm M}$  у последњој релацији, закључујемо да је  $B_1$  позитивно за неутроне ( $\vec{l}$  је паралелно са z - осом) и негативно за протоне ( $\vec{l}$  је антипаралелно са z - осом). Ако је хиперфино поље негативно, задржавање свих предзнака у претходној релацији такође резултује у одговарајућем поларитету  $B_1$ коефицијената.

### 2.4.3. ЕФЕКАТ НЕРЕГИСТРОВАНИХ ПРЕЛАЗА, U<sub>л</sub>

Често се дешава да оријентисано стање није иницијално стање регистрованог прелаза. Наиме, детектовано зрачење не мора бити емитовано са самог оријентисаног стања *J*. Може се десити да оно потиче са неког међустања  $J_i$  које је достигнуто путем једног или више нерегистрованих прелаза. Типичан пример је  $\gamma$  прелаз коме претходи  $\beta$  или други  $\gamma$  прелаз (Слика 2.8).



Слика 2.8. Губитак анизотропије забележеног у прелаза одређен је коефицијентима U (J J<sub>i</sub> L)

Ако је  $J \neq J_i$ , догодиће се делимичан губитак оријентације. Управо тај губитак се изражава коефицијентима  $U_{\lambda}$  који су у функцији од  $J, J_i$  и мултиполности L међупрелаза. Ако постоји каскада више стања пре достизања стања  $J_i$  или ако се  $J_i$  састоји од различитих стања, морају се комбиновати различити коефицијенти  $U_{\lambda}$  за урачунавање и ових ефеката [*Krane, 1986*].

На пример, ако се посматра експеримент нуклеарне магненте резонанце језгра  $^{130}$ Sb, оријентисано стање је основно стање  $^{130}$ Sb, са периодом полураспада од 6.3

минута. Језгро <sup>130</sup>Sb бета распадом прелази у ексцитовано стање <sup>130</sup>Te, које веома брзо гама распадима прелази на ниже нивое [*Giles, 2001*]. Редослед ових догађаја је илустрован на Слици 2.4.

Из техничких разлога, много је лакше посматрати гама распаде, а занемарити бета распад. У сваком случају, време живота иницијалног стања  $|i_i\rangle$  пре гама распада је екстремно кратко, много редова величине краће од релаксационог времена потребног да ово стање дође у термалну равнотежу са хиперфиним магнетним пољем. Оријентација иницијалног стања детектованог распада на примеру језгра<sup>130</sup>Sb одређена је оријентацијом дугоживећег основног стања<sup>130</sup>Sb  $|i_0\rangle$ , али је пертурбована нерегистрованим бета распадом. Нерегистровани прелаз између оријентисаног и иницијалног стања ће имати тенденцију да повећа насељеност магнетних нивоа, приликом чега долази до атенуације анизотропије регистрованог распада.

U – коефицијенти описују деоријентацију иницијалног (почетног) стања као последицу нерегистрованог распада. За чисти прелаз мултиполног реда *L*, који се догоди између стања  $|I_1\rangle$ и  $|I_2\rangle$ , коефицијенти деоријентације се могу дефинисати као:

$$U_{\lambda}(I_1I_2L) = (-1)^{I_1 + I_2 + L + \lambda} \hat{I}_1 \hat{I}_2 \begin{cases} I_1 & I_1 & \lambda \\ I_2 & I_2 & L \end{cases}$$
(2.47)

Треба приметити да прелази који не носе угаони момент (*Fermi*-jeв  $\beta$  – распад, L = 0 алфа-распад, E0 унутрашња конверзија) имају m = 0 и код њих се не може променити насељеност нивоа. То је разлог због кога је у овом случају коефицијент  $U_{\lambda}$  једнак 1.

*U* - коефицијенти могу ипак имати знатно сложенију вредност. Пре свега, прелаз се може састојати од мешаних мултипола. Обзиром на то да је поларизација особина ансамбла независних језгара, деоријентациони коефицијенти се могу приказати као инкохерентна отежињена сума:

$$U_{\lambda}(I_1 I_2) = \sum_{L} \frac{U_{\lambda}(I_1 I_2 L) |\langle I_2 || L || I_1 \rangle|^2}{\sum_{L} |\langle I_2 || L || I_1 \rangle|^2}$$
(2.48)

Затим, путања од оријентисаног стања  $|i_0\rangle$  до почетног (иницијалног) стања  $|i_i\rangle$  може садржати каскаду од више од једног прелаза. У овом случају, деоријентација је једноставан производ  $U_{\lambda}$  коефицијената сваког прелаза посебно. На пример,

$$U_{\lambda}(I_o \dots I_i) = U_{\lambda}(I_o I_1) \cdot U_{\lambda}(I_1 I_2) \cdots U_{\lambda}(I_n I_i)$$
(2.49)

Коначно, и почетно стање може бити насељено на неколико различитих начина. Још једном, деоријентација се дефинише као инкохерентна отежињена сума могућности:

$$U_{\lambda}(I_o \dots I_i) = \sum_n \omega_n [U_{\lambda n}(I_o \dots I_i)]$$
(2.50)

У овој релацији су интензитети гранања нормирани тако да је  $\sum_n \omega_n = 1$ .

Треба још рећи и да се не појављују у сваком експерименту нерегистровани прелази. Односно, прорачун анизотропије не мора увек садржати деоријентационе коефицијенте.

# 2.4.4. УДЕО ЈЕЗГАРА КОЈА ОСЕЋАЈУ ПУНУ ВРЕДНОСТ ХИПЕРФИНОГ ПОЉА, "FRACTION IN GOOD SITES", *f*

Овај коефицијент описује свеобухватно смањење анизотропије независно од температуре, које је у вези са микроскопском позицијом језгара унутар фолије матрице у коју се језгра имплантирају.

Углавном се експерименти нискотемпературских нуклеарних оријентација ослањају на то да ће хиперфино поље обезбедити јако магнетно поље потребно за оријентацију језгара на температурама које се практично могу достићи. Језгра узорка осећају пуно дејство хиперфиног поља само ако су заузета субституциона стања у "савршеној" кристалној решетки. Квалитет кристалне решетке и број атома који окупирају "лоше" делове зависи од методе припреме и хемијске интеракције између имплантираних језгара (која се понашају као нечистоће у кристалној решетки) и језгра матрице. "Лоши" делови могу бити ивице кристала или неки други дефект у кристалној решетки, или интерстицијална стања између тачака у решетки.

Узорци припремљени термалном дифузијом често поседују веома велики удео језгара која осећају пуно дејство хиперфиног поља, коефицијент *f* скоро 100%. На високим температурама кристална решетка матрице очврсне око атома нечистоћа.

Узорци припремљени имплантацијом имају мању вредност коефицијента f. Ако се, на пример, искористи енергија од око 40 – 60 keV по једном јону, која је довољна да се имплантирају језгра нечистоћа на око 1000 атомских места у матрици. Ово је довољно енергије да значајно поремети структуру кристалне решетке; заиста није тривијално практично извести да се имплантирани атом нађе у "добром" делу решетке. У пракси је познато да хладни – имплантирани узорци обично имају коефицијент f око 80%.

Сваки имплантирани јон креира део такозваног "оштећења" решетке око упадне тачке, под називом "тачка топљења". На ниским температурама овај део се изузетно брзо хлади, и називамо га "залеђен". Јон пројектил наставља да се креће поред зоне топљења, и зауставља се тек после 10 – 100 места у решетки даље од "оштећеног" дела. Финални део трајекторије укључује замену ланца судара, који оставља интерстицијални дефект у решетки на ~10 места даље. Хиперфино поље није осетљиво на дефекте који су удаљени око 4-5 места. На вишим температурама зона топљења се спорије хлади, што значи да оштећење решетке има више времена да се рашири (односно пренесе). Овај резултат је шира зона топљења, и имплантирани јон има већу вероватноћу да се нађе у или у близини "лошег" дела решетке.

Подела делова кристалне решетке на "добре" и "лоше" је веома поједностављен приказ. Може постојати и више различитих решетки, свака са различитим хиперфиним пољем. Али када део језгара у великој мери заузме добре субституционе делове није потребно разматрати онај мањи део који се нађе на незгодним местима детаљније, па онда описани модел "све или ништа" задовољава потребе описа.

Када се узорци припремају имплантацијом, мора се водити рачуна да јони не погађају делове са оштећењима изазваним другим имплантацијама. Веома висока доза зрачења ће јако оштетити кристалну структуру, па имплантирани јони теже проналазе "добре" делове. Зона топљења се обично простире дуж 100 места у решетки, односно 10 nm. Ако узмемо ову вредност као минимално растојање, максимална доза која се може толерисати је  $10^{12}$  cm<sup>-2</sup>. Такозвани, "On Line"</sup> експерименти, односно експерименти у снопу, обично користе сноп интензитета  $10^6$  јона s<sup>-1</sup> имплантиран у површину од (0.5 - 1) cm<sup>2</sup>, па се фолија са једни узорком може користити континуално неколико дана.

У општем случају, фракција f се може одредити мерењем анизотропије познатог у прелаза у ланцу распада изотопа који се испитује, или у ланцу распада неког другог изотопа истог елемента. Ако је регистрована анизотропија мања од очекиване, овај коефицијент се може израчунати фитовањем релације (2.25) на експерименталне податке узимањем да је f слободни параметар ( $0 < f \le 1$ ).

Иако је описани начин згодан за одређивање коефицијента f посредством познатог  $\gamma$  распада, постоје и други начини да се овај коефицијент одреди. Уколико ниједан погодан  $\gamma$  прелаз није доступан, коефицијент f се може одредити и из  $\beta$  анизотропије GT прелаза (различити изотоп истог елемента) са високим енергијским пиком.

## 2.4.5. ЕФЕКАТ ИЗАЗВАН КОНАЧНИМ ДИМЕНЗИЈАМА ДЕТЕКТОРА, Q<sub>л</sub>

Q коефицијентима се узимају у обзир сви ефекти који доводе до редуковања анизотропије а који су у вези са поставком детектора. Коначне димензије узорка и димензије детектора имају тенденцију да редукују регистровану анизотропију, као и расејање честица. Спољашње магнетно поље, такође, ремети путање наелектрисаних честица, па угао детекције у односу на оријентационе осе више није исти као оригинални угао емисије  $\theta$ . Путање  $\beta$  честица и  $\gamma$  зрака између извора и детектора бивају поремећене на различите начине.

Претходно су објашњени сви коефицијенти који су били потребни за рачунање *идеалне* угаоне дистрибуције зрачења из распада тачкастог извора:

$$W_{ideal}(\theta) = 1 + f \sum_{\lambda} B_{\lambda} U_{\lambda} A_{\lambda} P_{\lambda}(\cos \theta)$$
(2.51)

У типичној геометрији за експеримент нуклеарних оријентација, просторни угао према детекторима из извора је изузетно мали, < 0.1 % и може се занемарити. А угао под којим се посматра извор од стране детектора је већи, реда 1 % за стандардне германијумске детекторе, и мора се узети у обзир при израчунавању. *Измерена* угаона дистрибуција зрачења  $W_{measured}(\theta)$  се може израчунати интеграљењем  $W_{ideal}(\theta)$  по запремини детектора. У изразу за  $W_{ideal}$ , Лежандрови полиноми  $P_{\lambda}$  једини садрже

зависност од угла. Однос између  $W_{measured}$  и  $W_{ideal}$  је у функцији само од геометрије детектора, и независтан је од физике нуклеарног распада. Зато се морају увести и Q коефицијенти, који уводе у рачун и коначну угаону покривеност детектора, они су константни за одређену експерименталну поставку:

$$W_{measured}(\theta) = 1 + f \sum_{\lambda} B_{\lambda} U_{\lambda} A_{\lambda} Q_{\lambda} P_{\lambda}(\cos \theta)$$
(2.52)

*Q* коефицијенти су израчунати и приказани у табелама аутора *Camp* и *Van Lehn* [*Camp, Van Lehn, 1969*]. На пример, типичан германијумски (HPGe<sup>18</sup>) детектор изузетне чистоће са релативном ефикасношћу од 25% може имати цилиндрични кристал пречника 50 mm и дужине 50 mm. У овом случају,  $Q_2 = 0.9677$  и  $Q_4 = 0.8951$ .

За детекторе наелектрисаних честица ситуација је много компликованија. Честице се крећу по спиралним путањама у магнетном пољу, што зависи од енергије честице и јачине поља, као и од иницијалне трајекторије честице. Абсорбујући материјал, конкретно материјал самог узорка, има такође велики утицај. За експерименте који зависе од доброг познавања  $W_{ideal}$ , коефицијенти Q морају бити експлицитно израчунати за сваки случај.

## 2.5. ХИПЕРФИНЕ ИНТЕРАКЦИЈЕ

Као што је већ поменуто, магнетна поља која су потребно у експериментима нискотемпературских нуклеарних оријентација су изузетно јака. За већину елемената, најконвенционалнији метод за примену ових поља је искористити механизам *хиперфиних интеракција* у феромагнетним металима. Могу се користити и други магнетни материјали, али метали имају добру топлотну проводљивост и могу бити залемљени на криостату "*cold finger*-a", зато се много лакше могу охладити до изузетно ниских температура.

<sup>&</sup>lt;sup>18</sup> High Purity Germanium - германијумски детектори високе чистоће
#### 2.5.1. ПОРЕКЛО ХИПЕРФИНОГ ПОЉА

Спин – орбитална кретања електрона у атому производе магнетне силе које делују на језгро. У слободном атому, интеракција се састоји из четири дела:

#### • Орбитално кретање електрона

Поље у језгрима које потиче од електрона са орбиталним угаоним моментом  $\vec{l}_i$  дато је Амперовим законом:

$$\vec{B}_{l_i} = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{\vec{r} \wedge \vec{v}}{r^3} \, \mathrm{d}q = -\frac{\mu_0}{4\pi} \, 2 \, \mu_B \vec{l}_i \langle r_{l_i}^{-3} \rangle \tag{2.53}$$

где је  $r_{l_i}$  полупречник орбите, а  $\mu_B$  је Боров магнетон. Обзиром да сви електрони у истој подљусци имају исту вредност за  $\langle r_{l_i}^{-3} \rangle$ , попуњене подљуске не доприносе укупној вредности  $B_l$ .

## • Спин електрона: електрони "изван" језгра

Дефинисањем  $\vec{r}$  као вектора између језгра и електрона са спином  $\vec{s}_i$ ,  $\vec{r}_0$  је јединични вектор дуж вектора  $\vec{r}$ , спин сваког електрона даје допринос:

$$\vec{B}_{s_i} = \frac{\mu_0}{4\pi} g_s \mu_B \frac{\vec{s}_i - 3(\vec{s}_i \cdot \vec{r}_0)\vec{r}_0}{\langle r_{s_i}^{-3} \rangle}$$
(2.54)

Спински, g-фактор  $g_s$  за електрон је 2.002. Затворене или полузатворене атомске подљуске имају сферну дистрибуцију густине спина, у том случају претходна релација не важи.

## • Спин електрона: електрони "унутар" језгра

Код тачкастог језгра, само *s*-електрони дају допринос зато што они имају таласну функцију различиту од нуле у оквиру језгра. Ако претпоставимо да је таласна функција електрона апроксимативно униформна дуж димензија језгра, и ако спинску густину магнетизације обележимо као  $\vec{M}_{0i} = -g_s \mu_B \vec{s}_i |\psi_{si}(0)|^2$ , магнетно поље ће бити:

$$\vec{B}_{c_i} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{8\pi \, \vec{M}_{0_i}}{3} = -\frac{\mu_0}{4\pi} \frac{8\pi}{3} g_s \mu_B \left| \psi_{s_i}(0) \right|^2 \vec{s}_i \tag{2.55}$$

Овај допринос је познат као Fermi-јев контактни израз.

#### 2.5.2. ПОЛАРИЗАЦИЈА ЈЕЗГРА

Претходно поменута три дела потичу из теорије једног електрона. Они, ипак, не узимају у обзир регистровање јаких магнетних хиперфиних интеракција у неким јонима попут, на пример, мангана II. Mn<sup>2+</sup>  $(3d^5, L = 0, S = \frac{5}{2})$  је сферни јон у коме непопуњена валентна 3*d* љуска нимало не доприноси вредностима  $B_l$ ,  $B_s$  или  $B_c$ .

Основно стање атома тежи да има максималан број електрона са паралелним спиновима (*Hund*-ово правило). Укупна поларизација валентних електрона доводи до попуњавања орбитала паралелним спиновима тако да се добију другачије дистрибуције густина у односу на оне са антипаралелним спиновима. Овај ефекат доводи до тога да s-електрони у љускама у пољу утичу на контактно поље (дато следећом релацијом) и познат је као *поларизација језгра ("core-polarisation"*).

$$\vec{B}_{c} = \frac{\mu_{0}}{4\pi} \frac{8\pi}{3} g_{s} \mu_{B} \vec{s} \sum_{n s} \left( \left| \psi_{ns}^{\uparrow}(0) \right|^{2} - \left| \psi_{ns}^{\downarrow}(0) \right|^{2} \right)$$
(2.56)

Поларизација језгра се може јавити у свим атомима или јонима, али електрони из d љуски имају највећи ефекат. За 3d - u 4d -јоне вредност за  $B_c$  је апроксимативно пропорционална броју неспарених електрона, где 3d електрони доприносе са -11 Т сваки, а 4d електрони са -37.5 Т сваки [*Stone*, 1986].

#### 2.5.3. ХИПЕРФИНА АНОМАЛИЈА

У претходном делу језгро је посматрано као тачкасто у поређењу са величином таласне функције електрона. За *B*<sub>l</sub> и *B*<sub>s</sub> ова апроксимација и даље важи. Ипак, *B*<sub>c</sub> може

значајно варирати дуж запремине језгра, па се у овом случају енергија интеракције мора приказати као:

$$E_c = -\int \vec{B}_c(\vec{r}) \cdot \vec{\mu}_l(\vec{r}) dr \qquad (2.57)$$

овде је  $\vec{\mu}_l$  густина нуклеарне магнетизације. Различити изотопи посматраног елемента могу имати веома различите нуклеарне пречнике, што утиче на различита ефективна хиперфина поља.

$$\frac{E_{c1}}{E_{c2}} = \frac{\mu_1}{\mu_2} (1 + \Delta) \tag{2.58}$$

Величина Δ је позната као *хиперфина аномалија* и најчешће је врло мала, мања од 1%. Само у неким, ретким случајевима када се спински и орбитални доприноси нуклеарних диполних момената практично поништавају, тада Δ достиже вредност око око 10%.

## III ГЛАВА

# 3. ДИНАМИКА НУКЛЕАРНИХ ОРИЈЕНТАЦИЈА

Ово поглавље детаљно објашњава појаву релаксације и времена релаксације у кристалној решетки испитиваног изотопа у комбинацији са материјалом матрице у коју је језгро имплантирано, као и његов утицај на мерења у експериментима нискотемпературских нуклеарних оријентација. Релаксација је појава која дефинише да је потребно извесно време да би имплантирана језгра остварила термалну равнотежу са кристалном решетком матрице која их окружује. Поред феномена релаксације, у оквиру овог поглавља приказана је и техника нуклеарне магнетне резонанце са свим детаљима везаним за експериментално извођење комбиноване методе нискотемпературских нуклеарних оријентација са применом нуклеарне магнетне резонанце. Примена нуклеарне магнетне резонанце између овог поља и унутрашњег поља испитиваних језгара, што ће детаљије бити објашњено.

## 3.1. ФЕНОМЕН РЕЛАКСАЦИЈЕ

Када се говори о времену релаксације у оквиру методе нискотемпературских нуклеарних оријентација, обично се мисли на време које је потребно да би језгра дошла у термалну равнотежу са кристалном решетком која их окружује, то је време релаксације спин – решетке  $T_1$ . LTNO експерименти се баве веома разређеним примесама, зато је доминантан ефекат интеракције примесса са матрицом. На вишим концентрацијама, значајнију улогу имају интеракције између две примесе и тада се мора узети у обзир време релаксације спин – спина,  $T_2$ . Измерене вредности времена  $T_1$  варирају од неколико милисекунди до неколико сати у зависности од комбинације решетке и примесе, као и од температуре кристалне решетке. Када се изучавају краткоживећи изотопи у систему за хлађење који је "*on line*", важно је знати да ли је време релаксације  $T_1$ много краће од времена полураспада језгра, јер је у том случају степен поларизације значајно смањен. У "*on line*" LTNO експериментима обично се достиже температура кристалне решетке мереног узорка  $T_L$ од 10 – 20 mK, и испитивано језгро које је имплантирано у феромагнетну матрицу има углавном сличну температуру хиперфине интеракције  $T_{int}$ :

$$kT_{int} = \Delta E = \frac{\vec{\mu} \cdot \vec{B}}{l}$$
(3.1)

Ако су ови услови испуњени онда је време релаксације обично реда 10 - 100 s.

#### 3.1.1. НАСЕЉЕНОСТ НУКЛЕАРНИХ ПОДСТАЊА

Нуклеарна спин – решетка релаксација детаљно је теоријски објашњена у [*Klein*, 1986]. Насељеност нуклеарних подстања може се објаснити једноставним сетом једначина које се изводе из следеће релације:

$$\frac{dp_m}{dt} = \sum_n (W_{n \to m} p_n - W_{m \to n} p_m)$$
(3.2)

Где је са  $p_m$  обележена насељеност подстања  $|m\rangle$ , а  $W_{n\to m}$  је однос прелаза из подстања $|n\rangle$  у подстање  $|m\rangle$ . Обзиром да се релаксација одвија посредством диполне интеракције, једини прелази који су могући односно за које је вероватноћа различита од нуле су:

$$W_{m+1 \to m} = \frac{\Delta E}{2kC_K} \frac{I(I+1) - m(m+1)}{1 - e^{-\Delta E/kT_L}}$$
(3.3)

$$W_{m \to m+1} = \frac{\Delta E}{2kC_K} \frac{I(I+1) - m(m+1)}{e^{-\Delta E/kT_L} - 1}$$
(3.4)

У овим релацијама, *Korringa* константа  $C_K$  зависи од инеграла електронских стања у близини Фермијевог нивоа. *Hebel-Slichter* једначина дефинише  $T_1$  отежану средњу вредност вероватноћа прелаза:

$$\frac{1}{T_1} = \frac{1}{2} \frac{\sum_{m,n} W_{m \to n} (E_m - E_n)^2}{\sum_n E_n^2}$$
(3.5)

где је са  $E_m$  обележено  $m\Delta E$ , енергија магнетне интеракције подстања  $|m\rangle$ . Уврштавањем релација (3.3) и (3.4) у релацију (3.5) добија се:

$$T_1 = \frac{2C_K}{T_{int}} \tanh \frac{T_{int}}{2T_L}$$
(3.6)

Ова релација се може свести на *Korringa* релацију под условом да се уведе горња температурска граница  $T_L > T_{int}$ :

$$T_1 T_L = C_K \tag{3.7}$$

Представљени приступ има два озбиљна проблема: Пре свега, LTNO експерименти се, како им и сам назив говори, никада не одвијају на високим температурама. Са друге стране, у представљеном приступу се подразумева да се насељеност подстања може описати термодинамичком температуром. У пракси реална временска зависност релаксације праћена је мулти-експоненцијалном функцијом дефинисаном *Korringa* константом.

#### 3.1.2. ВРЕМЕНСКА СКАЛА РЕЛАКСАЦИЈЕ

Упркос сложености самог процеса релаксације, могуће је дефинисати ефективну временску константу која квалитативно описује поступак достизања равнотеже. Ова константа се може изразити у функцији мерљивих параметара нуклеарне оријентације:

$$B_2(\tau_{SLR}) - B_2(\infty) = \frac{B_2(0) - B_2(\infty)}{e}$$
(3.8)

 $\tau_{SLR}$  време релаксације спин – решетке ("*spin lattice relaxation*"). За емпиријски добијене процене за  $\tau_{htl}$  ("*high temperature limit*") и  $\tau_{ltl}$  ("*low temperature limit*") које су дате у релацији (3.9) пронађено је веома добро слагање са  $\tau_{SLR}$  на високо – и ниско-температурским границама:

$$\tau_{htl} = \frac{4}{3} \frac{C_K}{T_L}, \ \tau_{ltl} = \frac{3.3}{I + \frac{1}{2}} \frac{C_K}{T_L} \tag{3.9}$$

Када је  $T_{int} \sim T_L$ , узимањем за  $\tau_{SLR} = \min(\tau_{htl}, \tau_{ltl})$  може се преценити вредност  $\tau_{SLR}$  [Shaw, Stone, 1989].

## 3.1.3. "KORRINGA" KOHCTAHTA

У целокупној претходној дискусији времена релаксације види се јасно да оно зависи од *Korringa* константе,  $C_K$ . За многе изотопе који се користе као матрица за имплантацију изотопа који се испитује *Korringa* константа,  $C_K$  је експериментално одређена. А када је вредност  $C_K$  непозната она се може добити екстраполацијом познатих резултата.

*Korringa* константа је обрнуто пропорционална квадрату јачине интеракције. У већини случајева може се слободно претпоставити да је, у посматраном изотопу матрице, хиперфино поље исто за све изотопе испитиваног елемента. Јачина интеракције у овом случају зависи само од нуклеарног g – фактора и може се записати као:

$$g_N^2 C_K = K_1$$
(примеса, матрица) (3.10)

где је  $K_1$  константа која се односи на посматрану комбинацију примеса – матрица. Уопштавањем ове релације тако да се укључи и хиперфина интеракција [*Lindroos*, 1993] добија се:

$$T_{int}^2 C_K = K_2(\text{матрица}) \tag{3.11}$$

где је  $K_2$  константа која се односи на посматрани изотоп који служи као матрица за имплантацију. Ако је матрица гвожђе, потврђено је да је ова релација (3.11) прилично тачна у већини случајева када се узме да је  $K_2$ (Fe) =  $1.4 \cdot 10^{-4}$ s K<sup>3</sup>. Дефинисана релација може послужити као добар "алат" уколико за испитивани елемент нема никаквих података о релаксацији.

## 3.1.4. "ON LINE" ИМПЛАНТАЦИЈА

Приликом "on line" имплантације кратко-живећих изотопа, период полураспада језгра  $t_{1/2}$  може бити упоредив са временом релаксације  $\tau_{SLR}$ . Уз стабилну и константну имплантацију, насељеност поднивоа достиже такозвану "секуларну равнотежу", а то значи да насељеност неких подстања достиже стабилно стање негде између иницијалне (почетне) насељености и насељености у термалној равнотежи. Степен нуклеарне оријентације је у овом случају атенуиран неколико пута што зависи од односа  $t_{1/2}$ и  $\tau_{SLR}$ . Детаљна дискусија неравнотежних параметара нуклеарних оријентација дата је у [Shaw, Stone, 1989].

## 3.2. НУКЛЕАРНА МАГНЕТНА РЕЗОНАНЦА

NMR је мерење енергијског цепања између магнетних поднивоа, ово цепање изазива хиперфина интеракција. На језгра узорка примени се снага радиофреквентног поља и на резонантној фреквенцији, када је hv једнако енергији цепања поднивоа, радиофреквентни фотони стимулишу прелазе између ових поднивоа (овај ефекат се може упоредити са стимулисаним атомским прелазима у ласерској техници). Насељеност поднивоа нагло опада, а самим тим и степен поларизације језгра је значајно редукован. Резонанца се у овом случају региструје као резултат смањења анизотропије зрачења приликом распада. Резонантна фреквенција је дата као:

$$h\nu = \Delta E = B_n \frac{\mu}{I} = g\mu_N B_n \tag{3.12}$$

са*B<sub>n</sub>* је обележено магнетно поље које осећа језгро, дефинисано као:

$$B_n = B_{HF} + B_{app}(1+K)$$
(3.13)

 $B_{HF}$ представља интензитет хиперфиног поља, а  $B_{app}$  је споља примењено поље које је неопходно да би поларизовало кристалну решетку језгра матрице. *K* је *Knight* померање, које се јавља када је матрица метал због поларизације проводних електрона. *Knight* померање је обично < 10%од  $B_{app}$ , и има занемарљив утицај на  $B_n$ .

Обзиром да је температура интеракције,  $T_{int} = \frac{\vec{\mu} \cdot \vec{B}}{k}$ , обично реда 10 mK, што је дефинисано практичним ограничењима криогеника који се примењују за постизање ниских температура, NMR фреквенције су обично реда 100 MHz.

$$\nu = \frac{T_{int}}{I} \cdot 20.837 \frac{\text{MHz}}{\text{mK}}$$
(3.14)

#### 3.2.1. ШИРИНА РЕЗОНАНЦЕ

Резонанца има FWHM ("*full width at half maximum*") обично око 2% у односу на централну фреквенцију. Ширина линије регистроване у спектру се састоји из два дела: хомогено проширење, унутрашња ширина NMR линије усамљеног језгра и варијација NMR фреквенција међу свим језгрима у испитиваном узорку.

Хомогено проширење линије подразумева два различита ефекта. Први ефекат је ограничено време живота нуклеарног стања које доводи до проширења према принципу неодређености. Други ефекат је да постоје мале осцилације у енергији нуклеарних поднивоа, изазване интеракцијом између осцилујућег радиофреквентног поља и магнетног диполног момента језгра. Овај други ефекат је познат као "проширење снаге" ("*power broadening*") јер је пропорционално интензитету NMR поља. Неопходни интензитет NMR поља (у језгру) износи обично око  $10^{-7}$ T [*Stone, 1986*] и тада је проширење снаге око ~1 Hz.

Нехомогено проширење изазвано је насумичним варијацијама интензитета локалног хиперфиног поља кроз материјал који је матрица. Ове варијације настају због несавршености, примеса и неправилности у кристалној решетки материјала у који се

имплантирају испитивана језгра. У свим експериментима NMR-ON овај други ефекат је знатно заступљенији од хомогених проширења.

Тачан облик резонантне линије изазвао је некеполемике. Поједини експериментални резултати показују резонанце са линијом која прати *Lorentz*-ову форму, али не постоји физичарски оправдан разлог да се фитовање врши баш према овој зависности. Такође се може показати да мерења ансамбла језгара више различитих али независних система, на које појединачно утичу раздвојене и насумичне пертурбације, увек показују тренд *Gauss*-ове расподеле. Ове чињенице се могу објаснити постулирањем две различите врсте кристалне решетке: једне која испољава поље јачине близу просечне вредности, на које делују мале насумичне девијације. И друге, чији је интензитет поља подложан великим девијацијама (променама) у односу на просечну вредност. Сумирањем две *Gauss*-ове функције различитих ширина добија се *Lorentz*-ов облик.

Као што је приказано на Слици 3.1, према облицима, ове линије су веома сличне. У нуклеарној физици детаљи облика резонанце нису тако важни, облик резонантне линије је значајнији у експериментима физике чврстог стања методом LTNO.



Слика 3.1. Две Gauss-ове функције дају Lorentz-ову функцију.

## 3.2.2. ФРЕКВЕНТНА МОДУЛАЦИЈА

Изузетно је важан начин на који се примењује нуклеарна магнетна резонанца. Такође се мора узети у обзир и ширина резонантне линије: ширина линије за усамљено

језгро је ~1 Hz, а укупна ширина линије износи ~1MHz. Радиофреквентно поље са једном фреквенцијом (континуална таласна) стимулисаће само један мали део језгара, свега једно језгро на 10<sup>6</sup> језгара, и под овим условима немогуће је регистровати резонанцу. Проширењем снаге NMR на опсег различитих фреквенција (фреквентна модулација), може се изазвати видљиви ефекат. У овом делу ћемо детаљну пажњу посветити модулацији:

- Фреквенција: Уколико је време модулације много дуже од времена релаксације, језгра ће моћи да се реоријентишу<sup>19</sup> и тиме се губи ефекат модулације. Уколико је фреквенција на којој се врши модулација превише висока, онда размак између радиофреквентних опсега постаје шири од хомогене ширине резонантне линије. Ова два услова ограничавају фреквенцију у опсег од 0.1 Нz до 1 Hz. У пракси је заступљена и нестабилност фреквенције осцилатора која утиче значајно на проширење поменутог опсега, због тога су задовољавајуће и фреквентне модулације у опсегу од 0.1 Hz до 1000Hz[*Bacon et al, 1972*]. У експериментима са NMR поставком који ће бити приказани у овој тези узета је фреквентна модулација од 100Hz.
- Амплитуда: Строгу границу на снагу радиофреквентног поља која се може применити постављају криогена својства опреме која се користи у мерењу. Количина снаге која ће се искористити се увек утврђује компромисно, наиме мора се узети у обзир достизање максималног нарушења поларизације у резонантном стању, али мора се очувати и ниска температура а самим тим и висок степен поларизације на фреквенцијама које нису близу резонанце. Фреквентна модулација умањује радифреквентну снагу, при чему се драстично смањује снага која је доступна појединачним језгрима. Услед тога ширина модулације представља још један фактор који се мора узети у обзир, при чему се мора направити баланс између изучавања великог броја језгара и поседовања довољне густине снаге да би се сва ова језгра стимулисала. Ширина фреквентне модулације која се најчешће користи је од ±0.5 MHzдо ±1.0 MHz.

<sup>&</sup>lt;sup>19</sup> најпре изгубе оријентацију па се поново оријентишу

• Облик: Таласна функција модулације не треба имати синусоидални облик. Циљ је да се снага радиофреквентног поља дистрибуира међу језгрима што је равномерније могуће, а то значи да се корити троугласта модулација.

Уколико ширина линије постане веома велика, удео језгара чија се фреквенција налази у оквиру фреквентне модулације постаје веома мали. Услед тога смањује се индукована промена у нуклеарној поларизацији, што даље значи да ће регистрован NMR сигнал бити значајно умањен. Због тога је важно што је могуће више смањити варијације јачине хиперфиног поља у узорку. Кристална решетка матрице мора бити што је могуће чистија, зато се у те сврхе користе материјали изузетно високе чистоће. Посебна пажња се посвећује да се утврди да је кристална решетка што савршенија, посебно у близини површине у коју се имплантирају језгра. У поглављу 4 које дефинише експерименталне технике дат је детаљан опис припреме узорка.

#### 3.2.3. ХИПЕРФИНО ПОБОЉШАЊЕ

Резонантно радиофреквентно поље индукује вртложне струје у блиским металним деловима криостата, а тиме долази до загревања узорка. За магнетно поље јачине  $B = B_1 \sin(\omega t)$  које делује паралелно са равном површином, расипање снаге дато је релацијом:

снага по јединици површине 
$$= \frac{\rho B_1^2}{2\delta \mu^2}$$
 (3.15)

где је  $\delta$  дебљина површинског слоја материјала,  $\delta = \sqrt{\frac{2\rho}{\omega\mu}}$ ,  $\omega$  је угаона фреквенција радиофреквентног поља,  $\mu = \mu_r \mu_0$  је магнетна пермеабилност на фреквенцији  $\omega$ , а  $\rho$  је отпорност метала.

На температури од 10 mK снага хлађења чак и највећих криостата је екстремно мала, свега 1  $\mu$ W. Да не постоји ефекат "хиперфиног побољшања", овај мали капацитет хлађења би био потпуно уништен загревањем узорка вртложним струјама које се јављају. Овај механизам може повећати интензитет примењеног NMR поља чак и за фактор од ~100, што изазива смањење радифреквентног загревања до реда ~10<sup>4</sup> пута.

Хиперфино побољшање је релативно једноставан ефекат: он укључује поље које врши поларизацију  $B_{app}$  примењено у комбинацији са нормално постављеним радиофреквентним пољем  $B_{NMR} = B_1 \sin(\omega t)$ . Амплитуда  $B_{NMR}$  је значајно мања од  $B_{app}$ , па се резултујуће поље може посматрати као векторско са константном амплитудом, које се "колеба" између углова  $\pm \arctan(B_1/B_{app}) \approx B_1/B_{app}$ . Оса поларизације фолије са узорком прати спољашње поље поларизације, па и вектор јачине хиперфиног поља такође варира између сличних углова. Уколико се вектор хиперфиног поља разложи на статичку и осцилаторну компоненту, добија се да је амплитуда радифреквентне компоненте дата изразом:

$$\frac{B_{HF}}{B_{app}} \cdot B_1 \sin(\omega t) \tag{3.16}$$

Па је укупно радиофреквентно поље чије дејство осећају језгра присутна у узорку:

$$B_{RF} = B_{NMR} \left( 1 + \frac{B_{HF}}{B_{app}} \right) \tag{3.17}$$

У релацији (3.17) фактор побољшања  $1 + \frac{B_{HF}}{B_{app}}$  може веома лако повећати вредност и за два реда величине. Треба нагласити да је изузетно важно да се радиофреквентно поље примени на одговарајућим угловима у односу на поље поларизације. Обзиром да интензитет хиперфиног поља није пропорционалан интензитету поља поларизације, не долази до повећања интензитета радиофреквентног поља када је  $B_{NMR}$  паралелно са  $B_{app}$ .

## 3.2.4. "SKIN – DEPTH", ДЕБЉИНА ПОВРШИНСКОГ СЛОЈА

Снага радиофреквентног поља експоненцијално опада приликом продирања у фолију са узорком. Карактеристично растојање, такозвани "*skin-depth*"<sup>20</sup> односно дебљина слоја, дата је релацијом:

$$\delta = \sqrt{\frac{2\rho}{\omega\mu_r\mu_0}} \tag{3.18}$$

<sup>&</sup>lt;sup>20</sup> дебљина површинског слоја

Чланови у релацији (3.18) су претходно већ дефинисани. Типична дебљина површинског слоја материјала у који се врши имплантација је реда [µm] за феромагнетни материјал. Ово није случај са имплантираним изворима јер се сва језгра налазе до максимално 10 nm дубине у односу на површину. Ипак, ако се узорак припрема методом термалне дифузије (што ће касније бити поменуто) ова величина поставља строгу границу за дебљину узорка.

## 3.2.5. *"BRUTE – FORCE"* НУКЛЕАРНЕ ОРИЈЕНТАЦИЈЕ

Још једна техника нуклеарних оријентација, позната под називом "*Brute-force*" нуклеарне оријентације, не користи хиперфина поља већ се језгра у узорку директно оријентишу употребом великог суперпроводног магнета. Интензитет хиперфиног поља може бити реда 100 T и више, док су суперпроводни магнети који се могу користити у хладним, миликелвинским криостатима ограничени на око 10 T. Због тога је температура која је потребна да се обезбеди радни ниво поларизације језгара знатно нижа.

Примена NMR технике у експериментима "*Brute-force*" нуклеарних оријентација је много тежа, обзиром да недостаје хиперфино побољшање као и због строжих температурних услова. Као последица овога јавља се знатно ужа резонантна линија од око 20 kHz, 100 пута мања у поређењу са резонантном линијом која се добија у експериментима у којима се користи хиперфино поље, а то је одређено квадруполним интеракцијама са матрицом и нехомогеношћу поља које врши поларизацију. Уска ширина линије омогућава да се ширина радиофреквентне модулације пропорционално редукује, чиме се повећава густина снаге радиофреквентног поља у посматраном опсегу фреквенција. То, са друге стране, значи да је потребно много више времена за потрагу за резонанцом у изабраном опсегу фреквенција. Исто тако, редукована ширина фреквентне модулације не компензује у потпуности недостатак хиперфиног побољшања. Може се закључити да је примена NMR технике у експериментима "*Brute-force*" нуклеарних оријентација изузетно сложена.

# IV ГЛАВА

# 4. ЕКСПЕРИМЕНТАЛНА АПАРАТУРА И ТЕХНИКЕ

У овом поглављу дат је приказ метода и опреме које су коришћене у експериментима чији су резултати приказани у овој тези. Експериментални део је урађен у оквиру ISOLDE колаборације у CERN-у, на експерименту NICOLE.

## 4.1. ISOLDE

Веома значајан и успешан метод за производњу изузетно чистих нискоенергетских јонских снопова је "*Isotope Separation On-Line*" (ISOL) техника. Ова техника користи реакције спалације, фисије и фрагментације у одговарајућим метама, које се бомбардују честицама високих енергија из акцелератора или нуклеарних реактора. Производи реакција заустављају се у запремини материјала мете, а одатле се преносе до јонског извора и поново убрзавају. ISOLDE постројење је једна од водећих лабораторија у свету за производњу и испитивање радиоактивних језгара. ISOLDE се налази у оквиру CERN комплекса на самој граници између Швајцарске и Француске (Слика 4.1 и Слика 4.2).



CERN Акцелераторски комплекс

Слика 4.1. ISOLDE као део CERN комплекса





Оформљена 1967.године, ISOLDE се данас снабдева протонима из PS-Booster-а (PSB) – протон синхротронски убрзивач, Слика 4.3.



Слика 4.3. ISOLDE скица експерименталних поставки

Радиоактивна језгра се производе у реакцијама високо-енергетских протона из PS Booster акцелератора при њиховом судару са метом.

Године истраживања на овом пољу, у CERN-у и другим лабораторијама широм света, допринеле су развоју методе којом се успешно могу издвојити и ефикасно екстраковати продукти нуклеарних реакција из мете, који се потом трансформишу у јонски сноп.

#### 4.1.1. ИСТОРИЈСКИ РАЗВОЈ

Могућност "on-line" производње кратко-живећих радиоактивних изотопа демонстрирали су још 1951.године O.Kofoed-Hansen u K-O. Nielsen. Они су обавили експерименте на кратко-живећим изотопима елемената из групе племенитих гасова који су произведени повезивањем мете, озрачене протонима, директно са изотопским сепаратором. Инспирисана овим, Европска заједница нуклеарних физичара предложила је да се изгради експеримент за широке потребе у коме ће се производити краткоживећа језгра и који ће бити повезан на синхро-циклотрон (SC) у CERN-у. Пројекат је одобрен 1964.године, а први експеримент са ISOL сепаратором, под називом ISOLDE, обављен је 1967.године. Програмом техничког развоја започето је

прављење јонских извора као мета које су отварале приступ ка све више и више елемената. У периоду од 1972-1974.године, обављена је велика надоградња интензитета SC снопа. У исто време програм побољшања ISOLDE довео је до формирања ISOLDE 2. Јак интензитет и велики обим произведених изотопа означио је да је ISOLDE постала главни комплекс у коме се обављају експерименти на радиоактивним изотопима. SC је затворен крајем 1990.и у CERN-у је одлучено да се ISOLDE активности преместе и повежу директно на сноп из PS Booster-a<sup>21</sup>. Изграђена је нова експериментална хала и први експерименти у ISOLDE PSB започети су средином 1992.године. Крајем деведесетих година, предложено је да се убрзава и сноп који излази из ISOLDE, у виду пост-акцелератора. REX ISOLDE акцелератор је изграђен и започео је са радом 2001.године. Главни програм надоградње и осавремењивања је HIE-ISOLDE који је одобрен 2009.године, тренутно се раде припреме и реконструкција ISOLDE.

## 4.1.2. ОРГАНИЗАЦИЈА ISOLDE – CERN

ISOLDE-ом сада управља особље CERN-а и он представља део CERN акцелераторског комплекса. Првих деценија био је означен као експеримент физике који води ISOLDE колаборација. Колаборација и даље има значајну улогу у обликовању научног програма у оквиру ISOLDE и у техничком развоју.

Предлози за експерименте се презентују и евалуирају испред два комитета: CERN-ов ISOLDE и *Neutron Time-of-Flight Experiments Committee* (INTC). Реализација прихваћених експеримената се обавља у оквиру 1-2 године. ISOLDE корисници користе бенефите служби подршке које су део CERN организације. Већина експеримената инсталира своју експерименталну опрему приликом извођења експеримента, али постоји и опрема која је стационирана у оквиру ISOLDE хале. Међу највећим сталним експерименталним поставкама су велика група гама детектора у оквиру *Miniball* експеримента, опрема за мерење маса изотопа ISOLTRAP експеримент, поставке за колинеарну ласерску спектроскопију COLLAPS и CRIS, <sup>3</sup>He-<sup>4</sup>He уређај за хлађење у оквиру NICOLE експеримента, експерименти за истраживање слабе интеракције WITCH и поставка за изузетно високе вакууме ASPIC.

<sup>&</sup>lt;sup>21</sup> Протон синхротронски усмеривач снопа, који убрзава честице

## 4.1.3. ФИЗИКА У ISOLDE

ISOLDE експерименти фокусирају се највећим делом на модерну физику нуклеарне структуре. Енергијски опсег радионуклида који се испитују креће се у интервалу од око 10<sup>-6</sup> eV по нуклеону (као што је случај код нискотемпературских нуклеарних оријентација - NICOLE) до око 3 MeV по нуклеону (у случају постакцелераторских снопова REX-ISOLDE).

Главни правци истраживања у ISOLDE су:

- Физика нуклеарних структура
  - о Прецизно одређивање масе језгара,
  - Мерење полупречника наелектрисања језгара, спинова и момената језгара,
  - о Одређивање особина ексцитованих (побуђених) нуклеарних стања,
  - "Shell" љуске,
  - о Еволуција облика и коегзистенција језгара,
  - о Феномен линије стабилности, укључујући "хало" језгра,
  - о Модови егзотичних радиоактивних распада.
- Нуклеарна астрофизика
  - о Масе језгара и полуживот језгара,
  - о Особине распада, укључујући и емисије закаснелих бета честица,
  - о Пресек за нискоенергијске реакције.
- <u>Атомска физика</u>
  - о Атомска структура радиоактивних елемената,
  - о Померања енергија Х-зрака,

- о Преплитање атомских и нуклеарних процеса.
- Физика чврстог стања
  - о Површинска и "bulk" истраживања материјала,
  - о Дифузиона динамика,
  - о Полупроводници,
  - о Спинтроника.
- Биолошке науке
  - о Радиоизотопи у медицинској дијагностици и терапији,
  - о Биохемија.

## • Фундаменталне интеракције

- о Особине неутрина,
- о Скаларни бозони,
- о СКМ матрица,
- о Нарушење Р- и Т- симетрије.

Нуклеарна структура се рефлектује у многим особинама језгара у основном стању, на пример, маса језгра, полупречник наелектрисања, спинови и моменти. Испитивањем побуђених (ексцитованих) нуклеарних стања може се испитивати еволуција и понашање нуклеарних љуски. Испитује се еволуција облика и коегзистенција у многим деловима карте нуклида, као и особине језгара дуж линије стабилности, укључујући "*halo*" језгра попут језгра <sup>11</sup>Li. Такође, испитују се и модови распада егзотичних радиоактивних језгара.

Друго, врло блиско поље истраживања је и нуклеарна астрофизика. Неопходно је познавати нуклеарне масе и периоде полураспада егзотичних језгара да би се прорачунали процеси нуклеосинтезе. Уз то морају бити познате и особине распада укључујући емисију "закаснелих" бета честица, да би се направили теоријски модели. Важно је и што пресеци за расејање у нискоенергетским реакцијама обезбеђују значајну информацију за разумевање различитих процеса у звездама.

Још један важан задатак ISOLDE је и примена радионуклида у физици чврстог стања и биолошким наукама. Многи радионуклиди се могу обезбедити као пробе за испитивање површинских и запреминских особина, дифузије атома у решетки и особина полупроводника. Слична експериментална техника се користи за биофизичке експерименте. Наиме, радиоизотопи се користе да се испитају биомолекули и да се ураде "*in-vivo*" испитивања биљака.

У ISOLDE су своје место нашли и експерименти који се баве истраживањима фундаменталних интеракција. Углавном су ови експерименти посвећени фундаменталним тестовима, и у могућности су да обезбеде врло прецизне податке, који су неопходни да се помере границе разумевања физике изван Стандардног Модела.

#### 4.1.4. ПРОИЗВОДЊА РАДИОНУКЛИДА У ISOLDE

Радиоактивна језгра се производе у реакцијама високо енергетских протона из PS Booster акцелератора на танким метама. Типична енергија протона је 1.4 GeV, а она се може смањити на 1 GeV на захтев корисника. У зависности од тога који изотоп се испитује и у зависности од могућих изобарних контаминација, материјал мете и јонски извор бирају се тако да задовоље експерименталне потребе (на пример, ширину снопа и његову чистоћу). Више од 25 различитих материјала мете је доступно у ISOLDE. Материјал мете се одржава на повишеној температури тако да би произведени радиоактивни атоми дифундовали из мете у различите специјално припремљене јонске изворе. Јонизација се може догодити у врућој плазми, на врелој подлози или ласерском ексцитацијом. Одговарајућом комбинацијом јонских извора који се користе као мете, може се постићи хемијска селективност, што је резултовало производњом више од 70 различитих хемијских елемената. Јони се рашире по јонском извору применом напона 30 - 60 kV што их убрзава и усмерава у електромагнет у коме се раздвајају у складу са својом масом (масени сепаратори). На тај начин, у ISOLDE је могућ настанак више од 700 изотопски чистих снопова са интензитетима у опсегу од једног јона у секунди до  $10^{10}$  јона у једној секунди.

У ISOLDE постројењу постоје два сепаратора, сваки са својом сопственом метом и јонским извором. GPS ("General Purpose Separator") сепаратор – сепаратор за општу намену дизајниран је да омогући избор три различита снопа у оквиру одређеног опсега маса, како би они симултано били достављени до експерименталне хале преко три различите цеви за сноп (сноп централне масе, мале масе и велике масе). Други сепаратор је HRS ("High Resolution Separator") – сепаратор високе резолуције, и он може да до експерименталне хале достави само честице једне одређене масе у исто време. У циљу да се доступан простор у експерименталној хали искористи што је оптималније могуће, централна линија снопа је конструисана тако да омогући употребу јона из било ког од ова два поменута сепаратора. Снопови се споје у један цилиндрично обликованим електростатичким дефлекторима, који су комбиновани са финалним паралелним плочама кондензера, и тако се уједињени сноп усмери ка централној линији снопа. На Слици 4.4 је приказана расподела снопа из централне линије снопа.



Слика 4.4. *Расподела снопа у* ISOLDE

Крајем 2009.године, научна комисија CERN-а одобрила је нови пројекат, HIE ISOLDE, којим ће се омогућити значајније проширење могућности за развој различитих области физике у оквиру ISOLDE комплекса. Постоје три главна елемента ове надоградње пост-акцелераторског комплекса:

(1) Повишење енергија које се могу достићи са 3 MeV/u у оквиру REX ISOLDE најпре на 5.5 MeV, а потом и до 10 MeV/u, што је предвиђено за 2015.годину. Главни део који ће омогућити "улаз" ка овим занимљивим опезима енергија је суперпроводни линеарни акцелератор;

(2) Већи интензитети снопа ће се постићи побољшавањем PS Booster-а, побољшањем ефикасности умножавања наелектрисања и побољшањем јонских извора који се користе као мете;

(3) Побољшање квалитета снопа, чистоће и емисивности, представља предуслов за експерименте високе прецизности.

## 4.2. ТЕХНИКЕ ПОСТИЗАЊА НИСКИХ ТЕМПЕРАТУРА

До касних 60-тих година XX века једини начин да се достигну ниске температуре реда неколико миликелвина које су биле неопходне у експериментима нискотемпературских нуклеарних оријентација, била је адијабатска демагнетизација. Уз употребу парамагнетних материјала, на пример, *cerium-magnesium-nitrate* (CMN) овом техником се може достићи температура од 3 mK и она се одржава испод 15 mK и неколико сати. Да би се достигле температуре испод 1 mK коришћен је PrNi<sub>5</sub>. Ово је једнострани процес, али временом се узорак загреје и мора се поновити хлађење.

## 4.2.1. "DILUTION REFRIGERATOR" СИСТЕМ ЗА ХЛАЂЕЊЕ

1965.године први хелијумски систем за хлађење "*dilution refrigerator*" достигао је континуално основну температуру од 220 mK (под изразом "основна температура" подразумева се најнижа температура коју криостат може да достигне). До 1970.године најнижа температура која се може достићи била је 20 mK, а потом су направљени криостати који су способни да достигну и одрже и температуре до 5 mK. Поред способности да достигну и одрже ниску температуру у релативно дугом периоду, ови системи морају још и да поседују веома велику снагу хлађења. Велики систем за хлађење, који је коришћен и у нашим експериментима, мора бити способан да издржи топлотно оптерећење од око 1  $\mu$ W на 10 mK, што отвара могућност за изучавање краткоживећих изотопа у снопу ("*on line*").

На атмосферском притиску <sup>4</sup>Не кључа на температури од 4.2 К. Упумпавање додатног течног <sup>4</sup>Не смањиће ову температуру на 1.2 К. Ово је био почетак за стару технику демагнетизације која је претходно поменута. Али управо та температура представља и почетну вредност за "*dilution*" систем за хлађење, што ће детаљније бити описано. Део са температуром 1.2 К често се назива "*pot*", што указује на малу комору која садржи у себи суперфлуидни хелијум. У неким моделима криостата може се достићи темература од 300 mK упумпавањем течног хелијума <sup>3</sup>Не на "*pot*"-у. Коришћени систем за хлађење ("*dilution refrigerator*") разликује се по томе што се код њега на температурама испод 0.7 K снага хлађења више не обезбеђује из евапорације, већ разређењем течног <sup>3</sup>Не у течном <sup>4</sup>Не (у комори за мешање).

Испод температуре од 0.87 К мешавина ова два изотопа хелијума раздваја се у две фазе: "концентрована" фаза, која се доминантно састоји од <sup>3</sup>He, плута на врху гушће "разређене" фазе, која се доминантно састоји од <sup>4</sup>He. На Слици 4.5 приказан је фазни дијаграм који илуструје ову специфичну особину мешавине <sup>3</sup>He/<sup>4</sup>He. Може се запазити да како температура достиже апсолутну нулу, концентрација <sup>3</sup>He у "разређеној" фази остаје константна на 6.4 %.



Слика 4.5. Фазни дијаграм мешавине течних хелијума.

На овако ниским температурама, притисак паре <sup>4</sup>Не је "виртуелно" нула, и он се понаша као инертни медијум. Док <sup>3</sup>Не задржава значајан притисак паре и може се пумпати из "разређене" фазе, при чему се изазива да већи део <sup>3</sup>Не пређе границу из "концентрованије" фазе. Ова ендотермска "евапорација" <sup>3</sup>Не преко граница фаза

обезбеђује снагу за хлађење. <sup>3</sup>Не уклоњен из "разређене" фазе поново се кондензује и враћа у "концетровану" фазу, при чему се формира циклични процес.

У пракси је уређај за хлађење много сложенији од једноставне коморе у којој се налази мешавина течних хелијума, са прикљученом линијом за пумпање и за повратни циклус. Неопходан је изузетно сложен низ измењивача топлоте да би се изнова охладила смеша која се враћа пре него што поново уђе у комору за мешање, где долази до разређивања. Посуда унутар коморе за мешање, која садржи синтероване грануле сребра обезбеђује термални контакт између смеше хелијума и "*cold finger-a*". Ова једница је окружена топлотним штитом који се налази на температури 0.7 K, који је заштићен од зрачења температуре околине "купатилом" са течним хелијумом на температури од 4.2 K и омотачем са азотом на температури од 77 K.

Наравно, основна температура (најнижа могућа) која се достигне не зависи само од конструкције криостата, већ и од топлоте која се споља примењује на криостат. Током NMR експеримената снага радиофреквентног поља изазива појаву вртложних струја (како је већ објашњено у претходном поглављу) које изазивају грејање узорка. "On line" уређаји за хлађење морају имати мали отвор кроз који може проћи зрачење од 300 К које удара у "cold finger". Под одређеним условима, и сам интензитет "on line" јонског снопа може бити довољан да изазове загревање узорка. У комори за мешање углављен је и мали грејач који се користи приликом испитивања температурске зависности – а то значи да је једноставније да се варира доток топлоте до узорка, него снага хлађења читавог система за хлађење. Снага хлађења се може изразити према [Brewer, Chaplin, 1986] релацијом:

$$\frac{\dot{Q}}{\dot{n}} = (94.5 T_{MC}^2 - 12.5 T_C^2) \frac{J}{\text{mol}}$$
(4.1)

где је  $\dot{n}$  вредност која дефинише циркулацију <sup>3</sup>Не [mol/s],  $T_{MC}$  је температура коморе за мешање, а  $T_C$  је температура смеше која се убацује у комору (обе температуре изражене су у [K]). Може се закључити да је изузетно важно постојање размењивача топлоте у једном оваквом систему.

#### 4.2.2. NICOLE ЕКСПЕРИМЕНТ У ISOLDE

NICOLE експеримент (Слика 4.6) смештен је у ISOLDE хали већ дуги низ година. У овом експерименту користе се методе нискотемпературских нуклеарних оријентација (OL-LTNO<sup>22</sup>) за мерење пре свега магнетних диполних момената на оријентисаним језгрима охлађеним до изузетно ниских температура реда неколико миликелвина. Данас је доступан широк опсег техника за мерење различитих особина језгара. Експерименти нуклеарних оријентација, примењени на радиоактивне изворе, имају за циљ да поравнају спин "ансамбла" језгара и потом да мере угаону дистрибуцију емитованог зрачења. Конкретно, угаоне дистрибуције носе информације о природи мултипола у нуклеарним прелазима, из којих се може одредити спинпарност нивоа у шеми распада. Нуклеарном магнетном резонанцом (NMR) оријентисаних језгара могу се врло прецизно мерити g – фактори језгара у основном стању, а помоћу њих се једноставно може израчунати нуклеарни магнетни диполни момент. Магнетни обезбеђује директну проверу нуклеарне таласне функције и као такав веома је добар тест нуклеарних модела.



Слика 4.6. NICOLE експериментална поставка у ISOLDE

<sup>&</sup>lt;sup>22</sup> On Line Low Temperature Nucelar Orientation

Експериментом одређени параметри језгра, а пре свега вредности диполних магнетних момената захтевају високу тачност и морају бити одређени са релативном грешком реда величине максимално  $10^{-3}$ . Једна од метода којом је ово могуће остварити је метода "*on-line*" нискотемпературске нуклеарне оријентације (OL-LTNO) и посебно примена нуклеарне магнетне резонанце (NMR) као метода детекције деструкције анизотропије угаоне расподеле зрачења изотопа имплантираних на ниској температури у феромагнетни материјал. Да би се овај услов могао остварити неопходно је да сваки поједини део експерименталне технике омогући добијање резултата са поменутом тачношћу (количина изотопа на располагању у "*on-line*" и "*off-line*" експериментима, јачина хиперфиног поља, време релаксације, квалитет детекционог система и сл.).

За добијање изотопа од интереса, користи се постојећа инфраструктура ISOLDE (сноп протона, одговарајућа мета, масени сепаратор). Само мерење се одвија на NICOLE <sup>3</sup>He/<sup>4</sup>He уређају за хлађење, којим се у "*on line*" условима могу остварити температуре 10 mK и ниже. У сваком експерименту користи се адекватан број детектора за детекцију гама зрачења и бета зрачења, као и генератор радио фреквентних сигнала за деструкцију анизотропије.

Језгро LTNO апаратуре је уређај за хлађење <sup>3</sup>He/<sup>4</sup>He. У стабилном систему рада, овај уређај може достићи температуру од око 5 mK уз коришћење смеше <sup>3</sup>He/<sup>4</sup>He. Када се ова смеша охлади до температуре испод 900 mK, долази до сепарације (раздвајања) фаза на: <sup>3</sup>He – "*rich*" фазу и <sup>3</sup>He – "*poor*" фазу. Потребно је уложити енергију да би се <sup>3</sup>He транспортовао из <sup>3</sup>He – "*rich*" у <sup>3</sup>He – "*poor*" фазу. Попут течности која испарава, прелазом из једне у другу фазу ослобађа се топлота. Када се континуално одржава овај део се назива комора за мешање. Фолија са узорком је преко бакарног "*cold finger-*a" у термалном контакту са комором за мешање.

Основни кораци процеса хлађења уређаја до температуре од неколико миликелвина су [*Wauters, 2009*]:

- Обезбедити "добар" вакуум у свим вакуумским коморама да би се избегао термални контакт између различитих делова који би требали да буду на различитим температурама у току самог експеримента.
- Хлађење целог система течним азотом до температуре од око 77 К.

- Хлађење течним хелијумом главног дела у коме је хелијум, затим магнета и уређаја за хлађење до температуре од 4 К.
- "Пумпање" резервоара напуњеног течним хелијумом, дела под називом
   "1К роt", чиме се део у коме се врши разређивање хлади до 1 К.
- Помоћу "1К роt а" може се кондензовати смеша  ${}^{3}\text{He}/{}^{4}\text{He}$ .
- За финални процес хлађења започне се упумпавање ове смеше.

Да би се одржало хлађење, неопходно је успоставити затворени циклус, као што је приказано на Слици 4.7.



Слика 4.7. Затворен циклус <sup>3</sup>He/<sup>4</sup>He "dilution unit-a"

NICOLE је "on line" LTNO уређај за хлађење који користи комбинацију спољашњих магнетних поља и хиперфине интеракције за поларизацију језгара. "On line" означава да је систем повезан са снопом, па се радиоактивни сноп може имплантирати директно у охлађену фолију са узорком. Услед тога се имплантација и мерење могу урадити симултано, што омогућава мерење изотопа са веома кратким временом живота, што је углавном ограничено на време релаксације радиоактивног јона који је искоришћен као матрица. Друга предност је што се језгро може имплантирати и у хладној фолији, што нам даје веће вредности за константуf (удео језгара која осећају пуну вредност хиперфиног поља). Мана "on line" уређаја за хлађење је што нема довољно места за детектор честица одмах испред фолије са узорком. Исто тако, веза између задњег дела овог уређаја и линије снопа је прилично компликована.

NICOLE поставка се налази у ISOLDE постројењу у CERN-у и њена главна карактеристика је што се у мерењима користе изузетно јаки снопови, високе чистоће.

#### 4.2.3. "TOP-LOADING"

*"Top-loading"* систем за хлађење означава да се свако додавање течности, које је неопходно у току рада уређаја и свака промена неког дела врши са горње стране. Управо овакав уређај (Слика 4.8 и 4.9) је постављен у ISOLDE у CERN-у и коришћен је у експериментима који су део ове тезе. *"Cold finger"* за који се причвршћује радиоактивни узорак са комором за мешање је повезан навојем са завртњем. Ово дозвољава веома брзо склањање и замену узорка без отварања и растављања целог криостата. Током допуњавања система течним хелијумом и азотом циркулација смеше је заустављена, али *"pot"* и већина делова система остаје на температури од око 1 К. Сифон који је дизајниран тако да се може унапред охладити течним хелијумом служи да се помоћу њега склони *"cold finger"*, са циљем да се избегне нагло загревање коморе за мешање. Узорак се може убацити са горње стране и охладити до основне, минималне температуре у просеку за мање од три сата.



Слика 4.8. Горњи део уређаја за хлађење "top-loading"



Слика 4.9. Попречни пресек уређаја за хлађење.

## 4.3. ТЕРМОМЕТРИЈА У НИСКОТЕМПЕРАТУРСКИМ НУКЛЕАРНИМ ОРИЈЕНТАЦИЈАМА

Током целог експеримента изузетно је значајно проверавати температуру криостата и узорка који се налази у њему. На пример, поједине фазе хлађења могу се радити тек када се достигне одређена основна температура. Подаци се сакупљају и током хлађења јер је изузетно важно да се провери да ли постоји било какав неочекивани прилив топлоте до "*cold finger*-a" што показује да је неки од спојева попустио.

Унутар система за хлађење намонтирано је неколико електро-отпорних термометара, они се користе за "дијагностику" током процеса хлађења. У сваком случају, чак и најквалитетнији мостови отпорности морају пропустити мало снаге кроз тест отпорник да би се омогућило очитавање: на температурама испод 100 mK ова снага је довољна да се заустави даље хлађење система. Када систем дође у стање близу и када је баш на основној температури отпорни термометри се не могу користити, и у том случају се користи термометар нуклеарних оријентација.

Како температура улази у миликелвински опсег, посебна пажња се мора посветити термалном контакту између криостата и термометара. За отпорне термометре, који функционишу до температура до око ~100 mK, довољан је чист материјал од злата који се држи у добром механичком контакту. Термометри нуклеарних оријентација функционишу на ниским температурама и они морају бити причвршћени за "cold finger", при чему се мора осигурати да су и "cold finger" и термометар добро залемљени. Као термометар нуклеарних оријентација најчешће се користи веома чисто гвожђе, али оно може релативно брзо да зарђа, и мора се уклонити свака корозија пре лемљења.

Као што је раније објашњено, степен до кога ансамбл језгара постаје оријентисан зависи од магнетног поља које делује на њих, као и од температуре. Јасно је да за језгро чије су основне карактеристике добро дефинисане степен поларизације, а самим тим и анизотропија зрачења, могу се предвидети у функцији од температуре. Пажљиво припремљен узорак за оријентацију може пружити корисне информације о апсолутној температури. Температурски опсег у коме је неки од термометара нуклеарне оријентације осетљив зависи од магнетног момента језгра које се испитује, као и од хиперфиног поља које делује у овом језгру. Уобичајени опсег се може уопштено дефинисати следећом функцијом:

$$\frac{\partial W(\theta, T)}{\partial T/T} \ge 0.05 \tag{4.2}$$

где је T температура, а W анизотропија зрачења на углу  $\theta$ . Понекад је добро имати неколико различитих термометара за посматрани температурски опсег, да би се избегао конфликт или преклапање између енергија гама емитера термометра и оних које емитује језгро које се испитује. У Табели 4.1 приказани су неки термометри нуклеарних оријентација који се најчешће користе са својим основним карактеристикама.

Тип термометра	Енергија ү-	Температурски	Максимална	Ефекат
	зрака	опсег	осетљивост	загревања
	[keV]	[mK]	[mK]	[nW/µCi]
<sup>54</sup> Mn <u>Ni</u>	834.8	2.6 - 74	10.4	0.031
<sup>57</sup> Co <u>Fe</u>	112.1	6.5 - 40	16.3	0.10
	136.5	2.9 - 90	12.4	
<sup>60</sup> Co <u>Fe</u>	1173.2	1.8 - 66	9.0	0.57
	1332.5	1.8 - 66	9.0	

Табела 4.1. *Термометри нуклеарних оријентација са својим основним* карактеристикама.

Постоје и други термометри који нису приказани у претходној табели а који могу покрити температурни опсег са доњом границом 0.8 mK или горњом границом од 1.2 K.

## 4.4. МАТРИЦА

Као што је већ претходно поменуто, на већину језгара када се имплантирају у кристалну решетку матрице делује изузетно јако поље. Овај ефекат је посебно јако изражен у феромагнетицима, а као материјал погодан за имплантацију у експериментима нискотемпературских нуклеарних оријентација најчешће се користи гвожђе. Интензитет хиперфиног поља изазван примесама у кристалној решетки у већини матрица мерен је за широк спектар елемената. Осим у неким посебним случајевима, интензитет хиперфиног поља углавном не варира пуно између различитих изотопа истог елемента.

За одређене комбинације матрица и убачене примесе, цепање нуклеарних поднивоа може бити веома изражено, а као последица тога јавља се висока фреквенција NMR. На пример, магнетни момент изотопа <sup>106</sup>Rh износи ±2.575(7)  $\mu_N$ , а интензитет хиперфиног поља у гвожђу је -55.66(12)T. У овом случају NMR фреквенција добија вредност преко 1 GHz – што је изван опсега већине радиофреквентних система који се користе у експериментима. Док узорци са овако високим фреквенцијама заиста постоје, површинска дебљина материјала (која је пропорционална са  $\sqrt{\nu^{-1}}$ ) постаје веома танка, при чему је припрема узорка изузетно отежана и практично немогућа процесом термалне дифузије. Много боље решење је да се узме неки други материјал као матрица. Ако се узме никл уместо гвожђа, у конкретно поменутом примеру, интензитет хиперфиног поља је само -22.49(5) T, а самим тим и NMR фреквенција постаје прихватљивија и износи 441 MHz.

Поликристална фолија гвожђа или никла високе чистоће може се поларизовати споља примењеним магнетним пољем интензитета 0.1 - 0.5 T, чиме се јасно дефинише положај осе симетрије унутрашњег хиперфиног поља. Укупно поље које делује на радиоактивно језгро једнако је суми релативно јаког хиперфиног поља и нешто слабијег спољашњег магнетног поља. Због тога је изузетно важно познавати тачну вредност хиперфиног поља, док је тачна вредност интензитета спољашњег поља мање важна. Са друге стране, у експериментима "*Brute-force*" нуклеарних оријентација у којима се не користи хиперфино поље (како је већ објашњено у претходном поглављу) мора се посебна пажња посветити управо магнетној калибрацији и мерењу интензитета магнетног поља.

## 4.5. ПРИМЕНА НУКЛЕАРНЕ МАГНЕТНЕ РЕЗОНАНЦЕ

Теорија радиофреквентних резонанци на оријентисаним језгрима (NMR/ON) детаљно је објашњена у претходном поглављу. Када дође до експерименталне примене, јављају се две основне потешкоће: квалитет узорка и резонанце снаге ("power resonances").

#### 4.5.1. NMR ШИРИНА РЕЗОНАНТНЕ ЛИНИЈЕ

Као што је претходно поменуто, притисци и примесе у кристалној решетки доводе до насумичних варијација у интензитету хиперфиног поља које делује на узорак. Ови ефекти се могу минимизирати употребом веома чистих материјала спорим хлађењем кад год је то могуће да би се поправиле несавршености решетке.

#### 4.5.2. "POWER RESONANCES" – РЕЗОНАНЦЕ СНАГЕ

Колико ће снага радиофреквентног поља угрејати узорак директно зависи од фреквенције. За загревање могу бити одговорне и резонанце у кабловима између радиофреквентног генератора и калемова, или ефекти стојећих таласа унутар криостата. Без обзира на узрок, зна се да у одређеним фреквентним опсезима температура "*cold finger*-a" може значајно порасти.

Ове такозване резонанце снаге могу замаскирати праву нуклеарну резонанцу. Како би се избегли лажни резултати неопходно је снимити неколико сетова података у свакој фреквентној тачки. Када је радиофреквентна модулација искључена само ће занемарљиво мали број језгара осетити нуклеарну магнетну резонанцу, што значи да свако умањење анизотропије у потпуности настаје од радиофреквентног загревања. Поређење експерименталних резултата добијених са укљученом и са искљученом модулацијом даће јасну слику које су од регистрованих резонанци заиста праве нуклеарне резонанце.

## 4.6. ПРИПРЕМА УЗОРАКА

Да би језгро које представља примесу у магнетној матрици осетило дејство хиперфиног поља оно мора заузети супституционални положај у кристалној решетки. Из овог услова произилазе два проблема: језгро мора некако да продре кроз матрицу, а затим мора и да избаци и премести атом из матрице и да се инкорпорира у структуру кристалне решетке, односно практично да заузме место избаченог атома. Овај процес се може одиграти или термалном дифузијом или "*on line*" имплантацијом.

#### 4.6.1. ТЕРМАЛНА ДИФУЗИЈА

Поједини дугоживећи радионуклиди се могу комерцијално набавити и то у форми раствора разблаженог неком киселином. Да би се припремио узорак за мерење методом никотемпературских нуклеарних оријентација одговарајућа количина активности се стави на парче фолије високе чистоће – обично или од гвожђа или од никла, као што је претходно објашњено. Када киселина испари фолија се постави унутар пећи и загрева се до 850 °C у периоду од 24 сати у атмосфери водоника. Загревање доводи до дифузије активности у фолију, а обезбеђује се и довољно енергије да се кристална решетка реорганизује око примесе. Водоник спречава да фолија оксидише током загревања. Да ли ће процес отпуштања успети зависи од хемијских особина примесе, али обично се може очекивати да скоро 90% радиоактивних атома пронађе своје место у добром субституционом положају у кристалној решетки. Када се фолија извади из пећи, сва активност која није дифундовала се може ацетоном уклонити са њене површине. Уколико је потребно у ове сврхе се користи и разређена киселина.

Када се припрема NMR узорак, веома је важно да се води рачуна о дебљини површинског слоја на резонантној фреквенцији. Као што је поменуто у претходном поглављу, електромагнетно зрачење на фреквенцији од ~100 MHz продире кроз феромагнетни материјал до свега неколико микрометара дубине. Током процеса отпуштања језгра се распростране по целој кристалној решетки матрице (има довољно времена), па фолија за узорак мора бити што је могуће тања. Најтање фолије које се могу реално направити су дебљине 0.5 – 2 μm, и са њима се мора посебно пажљиво руковати. Када се направи, резонантни узорак се причврсти за танко парче бакра да би се њиме лакше руковало.

Термометри за нуклеарне оријентације се обично припремају са фолијама тањим од 100  $\mu$ m. Обзиром да се овако припремљени узорци – термометри не користе за NMR, дебљина слоја је неважна. Са дебљим фолијама се много лакше рукује, а и већа запремина доступног материјала осигурава да ће процес субституције бити у потпуности реализован. За максималну тачност, потребно је да константа која дефинише удео језгара која осећају пуну вредност хиперфиног поља f, буде близу 100%.

Овај метод припреме се може искористити понекад и за краткоживеће изотопе, уколико они имају дугоживећег претка.

Мора се имати у виду да је овај метод припреме практично неупотребљив за узорке који су испарљиви на високим температурама које се користе или нерастворљиви у матрици.

## 4.6.2. *"ON LINE"* ИМПЛАНТАЦИЈА

Много више језгара је доступно из изотопских сепаратора који се доводе високоенергетским снопом честица, попут ISOLDE у CERN-у. Језгра се производе као радиоактивни сноп, који се може импланирати у површину фолије. Енергија снопа је обично 40 – 60 keV, што је довољно да прогура језгра кроз стотину атомских слојева у фолији са узорком, много испод незаобилазног танког оксидног слоја на површини.

Имплантирани узорци немају хемијских ограничења као код методе припреме термалном дифузијом. Откривено је да неке комбинације примеса – матрица дају већи степен језгара која осећају дејство хиперфиног поља. Јод у гвожђу, на пример, је посебно тежак случај за изучавање јер захтева накнадну имплантацију у току процеса жарења да би се добио добар резултат [*White, 1999*]. На растворљивост имплантираних примеса утиче величина атома у односу на атоме у кристалној решетки. Код атома са веома великим полупречником попут језгра Сs и Xe јавља се потешкоћа у проналажењу
добрих субституционих положаја у кристалној решетки гвожђа, чији атоми имају мали полупречник.

Узорци који живе неколико дана или сати могу се производити на собним температурама, а потом се хладити и преоријентисати. Наравно, ово није погодно за краткоживеће изотопе, који се морају имплантирати "*on line*" у претходно охлађену фолију.

Усмеравање "*on line*" снопа на фолију која се налази на температури од 10 mK није нимало једноставан задатак, пре свега зато што се доток топлоте на "*cold finger*" мора одржати на на нивоу од око 1  $\mu$ W. У циљу да се умањи утицај собне температуре која доспева до "*cold finger*"-а, сноп који је прикључен на уређај за хлађење се такође хлади до температуре од 4 K по 1 m његове дужине. Преграда која спреже охлађена је до температуре од 77 K и она раздваја охлађени део снопа од преостале линије снопа која се налази на собној температури (као што је приказано на Слици 4.10).



Слика 4.10. Бочни улаз уређаја за хлађење.

Обзиром да је немогуће задржати дуго узорак са изузетно кратким периодом полураспада, квалитет површине фолије са узорком постаје изуетно важан. Постоји неколико различитих рецепата за припрему фолије, који су врло слични један другом. Фолије са узорком које су коришћене у експериментима који ће бити приказани у овој тези састоје се од 99.9975% чистог поликристалног гвожђа, хладно уваљане до дебљине од 250 μm. Врши се жарење на температури од 830 °С у периоду од 24 сати у атмосфери водоника, потом су механички полиране са дијамантском пастом за брушење (паста која садржи честице величине око 0.5 μm). Полиране фолије се поново жаре да би се поправила оштећења у кристалној решетки настала током полирања. Овако припремљене фолије чувају се под парафином до употребе, како би се умањила оксидација.

# 4.7. РЕЛАКСАЦИЈА

Релаксација (која је детаљно објашњена у претходном поглављу) на изотопу у "on-line" експерименту може се регистровати пулсирањем радиоактивног снопа. Топла "неоријентисана" језгра се имплантирају на одређено време, затим се сноп искључи електростатичком капијом снопа и снима се анизотропија зрачења у функцији од времена. Док се језгро прилагођава температури кристалне решетке матрице, измерена анизотропија ће достићи своју равнотежну вредност. Овај циклус се понавља све док се не сакупи довољно података са одговарајућим статистичким значајем.

Слична техника се може применити и на изворе који нису у снопу. У том случају, примењује се снага радиофреквентног поља на NMR фреквенцији. Када је укључена фреквентна модулација, језгра постају дезоријентисана. А када је фреквентна модулација искључена, може се регистровати релаксација.

# 4.8. ПРОИЗВОДЊА И РАЗДВАЈАЊЕ ИЗОТОПА

Сва постројења која се баве производњом радиоактивних нуклеарних снопова могу се поделити у две основне групе:

- она која користе танке мете озрачене снопом тешких честица, и
- она која користе дебље мете озрачене снопом лаких честица.

#### 4.8.1. **TAHKE METE**

Језгра креирана техником озрачавања танких мета снопом тешких честица одбијају се од танке мете као јони, па преостаје само да се убрзају и раздвоје језгра. Овај процес је изузетно користан за изотопе који имају екстремно кратко време живота, јер је и сам транспортни процес између мете и експеримента кратак.

Мана овог процеса је што се произведу многа јонизациона стања, а енергија јона зависи од кинетике реакције у самој мети, чиме процес раздвајања изотопа постаје изузетно сложен. Овај проблем се може превазићи заустављањем јона у ћелији напуњеној гасом у моменту њиховог изласка из мете. Избором гаса, може се уредити да јони излазе као једноструко наелектрисани са минималним енергијским расипањем. У сваком случају, описана техника има изузето малу ефикасност (од  $10^{-4}$  до неколико процената).

### 4.8.2. ДЕБЉЕ МЕТЕ

Друга техника подразумева употребу дебљих мета које се озраче снопом лаких честица, лаке честице са великом продорном моћи, попут неутрона или високоенергетских протона. Количина произведених радионуклида у дебљим метама је много већа од количине која се добија употребом танких мета, али се језгра формирају у виду неутралних атома и морају дифундовати кроз одвојени јонизатор. Процес дифузије је релативно спор, за мете у ISOLDE потребно време је реда неколико милисекунди.

Процеси дифузије и јонизације означавају да ефикасност екстракције строго зависи од хемијских особина елемента који се испитује. Елементи са веома високом тачком кључања, попут ниобијума, тантала и других неће дифундовати из мете. Код неких других елемената, на пример код халогена, јавља се проблем приликом јонизације.

Ова зависност од хемијског понашања испитиваног елемента не мора увек бити рестриктивног карактера, наиме понекад се она може искористити и као техника

сепарације (раздвајања) изотопа. На пример, охлађена цев између мете и јонизатора означава да само гасови могу проћи. Или јонизатор са топлом површином јонизоваће само оне елементе са ниским потенцијалом јонизације (углавном алкалне елементе).

Постројење које је коришћено у експериментима приказаним у овој тези ISOLDE у CERN-у припада групи "дебљих мета".

## 4.9. ДЕТЕКТОРИ ГАМА И БЕТА ЗРАЧЕЊА

Постоји велики број различитих детектора зрачења и у многим експериментима се чак истовремено користи више различитих типова детектора. Експерименти нискотемпературских нуклеарних оријентација захтевају свега неколико канала за сакупљање података, али врло често се јавља потреба за специфичним карактеристикама детектора обзиром да они треба да функционишу у неуобичајеним условима криостата.

#### 4.9.1. ГАМА ДЕТЕКТОРИ

У већини случајева, у експериментима нискотемпературских нуклеарних оријентација једино што је потребно су гама детектори високе енергијске резолуције и са добром ефикасношћу апсорпције. Германијумски детектори се постављају изван криостата јер гама зрачење енергије E > ~60 keV лако пролази кроз зидове криостата.

Детектори овог типа састоје се од полупроводничког кристала на које делује јако електрично поље. Абсорбована енергија у полупроводнику производи носиоце наелектрисања: парови електрона и шупљина, које поље усмери на позитивну или негативну електроду, респективно. Количина наелектрисања сакупљеног на једној од електрода добар је индикатор колико је енергије депоновано у кристалу. У германијуму на температури од 77 K, креира се у просеку један пар електрон – шупљина на сваких 2.96 eV депоноване енергије. Енергијска резолуција ових детектора је ограничена статистичким флуктуацијама у броју креираних парова електрон – позитрон.

#### 4.9.2. БЕТА ДЕТЕКТОРИ

Језгра са спином  $\vec{l} = \frac{1}{2}$  не подлежу анизотропији гама зрачења, али су и даље осетљива на нискотемпературске нуклеарне оријентације. У овим случајевима оријентација се може одразити на анизотропију бета зрачења. Бета емисија посредством нарушења парности у слабој интеракцији може бити строго асиметрична, како је првобитно демонстрирано од стране *Wu* и колега 1957.године [*Wu et al, 1957*].

Тип детектора који се користи за мерења бета анизотропије зависи од енергијског опсега бета емитера и од самог дизајна криостата. Главни фактор који утиче на дизајн детектора је околина у којој овај детектор треба да функционише. Чак и бета честице енергије од неколико MeV не може да напусти запремину уређаја за хлађење, па се детектори најчешће морају поставити у оквиру унутрашње вакуумске коморе (IVC – "Inner Vacuum Chamber") на температури од 4 К. Дизајн ISOLDE уређај за хлађење има предност јер има много мање материјала између узорка и спољашњег дела криостата. Ово омогућава да се бета честице енергије E > ~200 keV ослободе и мере детекторима који се постављају споља око криостата.

Без обзира да ли се поставе унутар или изван уређаја за хлађење, ови детектори ће бити подвргнути дејству магнетног поља магнета који се користи да поларизује кристалну решетку узорка. Важно је да поља јачине до око 0.5 Т не утичу на осетљивост детектора.

#### Бета детектори на ниским температурама

Важан задатак је био пронаћи детектор који ће радити стабилно и поуздано на температури од 4 К. На тако ниским температурама, полупроводнички детектори су се једини показали оперативним. Веома су заступљени мали силиконски детектори, који су у основи веома слични са германијумским гама детекторима. Силикон се показао као бољи у односу на германијум јер мање апсорбује гама зраке. Комерцијални бета детектори су дизајнирани да раде у температурском опсегу од 77 К до 300 К. Како се они хладе ка температури течног хелијума измерени излазни сигнал драстично опада. Ово се приписује ефекту заробљавања наелектрисања, када долази до захвата електрона

или шупљина на некој нечистоћи или дефекту у кристалној решетки детектора. На температури од 4 К време отпуштања носиоца наелектрисања постаје веома дуго и они се ефективно могу изгубити из измереног сигнала. Оно што се може очекивати у експерименту је да се јави нестабилност сигнала који долази од детектора, то се може приписати великој осетљивости ових детектора на вибрације које су и очекиване обзиром да детектори раде у близини релативно јаког поларизујућег магнета. Природа материјала на ниским температурама отежава могућност изолације извора вибрација (на пример, кључајућих криогена). У експериментима су такође примећене и споре варијације у осетљивости у интервалу мерења од неколико сати. Претпоставља се да је то проузроковано носиоцима наелектрисања који бивају заробљени у центрима захвата. Како се ово захваћено наелектрисање надограђује временом, јачина поља унутар полупроводника ce ефективно смањује и умањује ефикасност сакупљања наелектрисања.

Под таквим околностима (ниске температуре) много боље су се показале силиконске фотодиоде када се искористе као детектори честица. Ови уређаји се монтирају у унутрашњу вакуумску комору на температури од око 4 К, честице се детектују приликом њихове директне интеракције са силиконом. Већина диода је осетљиво на интеракције бета честица, али када се користе фотодиоде предност је што се оне праве и у већим димензијама и самим тим показују бољу ефикасност. Фотодиоде су још и јефтиније од полупроводничких детектора, што је наравно још једна значајна предност.

Већина комерцијално доступних фотодиода имају слој силикона дебљине 300 µm, који није довољан да се зауставе електрони са енергијама већим од 230 keV. Због тога ови детектори нису погодни за добијање корисног спектра бета енергија. У сваком случају физика која се крије иза бета распада отежава раздвајање канала распада тако што доводи до одсецања делова бета спектра, па сам губитак није значајан. Експерименти у којима се трага за резонанцом имају само један важан услов да промена одброја коју изазива нуклеарна магнетна резонанца буде видљива изнад статистичког фона, енергијска резолуција се не поставља као захтев.

105

Бета детектори на собној температури

NICOLE уређај за хлађење у ISOLDE поседује веома мали слој абсорбујућег материјала између "*cold finger*-a" и околне атмосфере. Такозвани "прозори" су усечени у зидове вакуумских комора око "*cold finger*-a", они су залепљени веома танким слојем алуминијума (100 μm). Два слоја алуминијума дебљине по 100 μm апсорбују бета честице енергије енергије од 190 keV или мање – бета честице са већим енергијама могу изаћи и могу се детектовати детекторима који су смештени изван криостата.

Сви поменути проблеми који се јављају услед рада детектора на температурама од око 4 К доводе до тога да је концепт поставке детектора који раде на вишим температурама веома пожељан. Као што је приказано на Слици 4.11. NICOLE уређај за хлађење је тако дизајниран да омогућава да се бета детектори поставе изван унутрашње вакуумске коморе, на температури од 77 К до 300 К.



### Online

Слика 4.11. Дијаграм NICOLE криостата са постављеним бета детекторима.

На собним температурама доступно је више различитих типова бета детектора.

# V ГЛАВА

# 5. ХАФНИЈУМ <sup>177</sup>Нf

У експерименталном делу овог рада приказаћемо резултате добијене недавним мерењем електромагнетних особина високих К изомера и група око њих у језгру <sup>177</sup>Hf у оквиру ISOLDE-NICOLE колаборације у CERN-у. У контексту модела јаког купловања у деформисаном језгру, резултати, у комбинацији са већ објављеним резултатима других, сличних, система, користе се да би се истражила веза између колективних g - фактора  $g_R$  за индивидуалне групе и да би се испитала поставка квази-честичног стања на коме су те групе изграђене.

Тачније, експеримент над изотопима хафнијума представља једну серију експеримената која ја започета идејом да се истовремено, у оквиру једног "*run-*a" изучавају један за другим изотопи <sup>177,179,180,182</sup>Hf. Услед различитих техничких проблема у току експеримента у овој намери се само делимично успело и најзначајнији добијени резултат је за изотоп <sup>177</sup>Hf, који је први и имплантиран. Што се осталих изотопа хафнијума тиче, мерења ће бити настављена и у наредном периоду са одређеним изменама у експерименталној поставци и самом снопу који је коришћен приликом имплантације. У овом поглављу ћемо поменути и јасно дефинисане проблеме при мерењу осталих изотопа хафнијума као и предлоге за њихово превазилажење у будућим експериментима.

У моделу јаког купловања значајно деформисаног језгра утицај квази-честичног стања на особине групе произилази из зависности јачине спаривања, а самим тим и "gap-a" спаривања  $\Delta$ , над доступним орбиталама у близини Фермијеве површине. У деформисаном потенцијалу свако стање је двоструко дегенерисано и уколико је ненастањено доступно је за расејање парова, ипак окупираност стања само једном квази-честицом чини ово стање недоступним за расејање парова. Ово је процес "блокирања" [Walker, Dracoulis, 1999], [Walker et al, 1980]. Обзиром да је "gap"

спаривања одређен бројем парова и бројем стања између којих се они могу расејавати, повећањем броја квази-честица повећава се блокирање и смањује се "*gap*" Δ.

Ове претпоставке се посебно могу применити на протоне и на неутроне. Када се у обзир узму ротациони нивои група, релевантни параметар модела је укупни момент инерције  $I_{tot} = I_p + I_n$ . Што је јача веза у стању насталог пара, више је редукован укупни момент инерције Itot у поређењу са класичном, строгом вредношћу за једно тело, обзиром да се парови морају "разбити" да би се добиле ексцитације. Блокирањем или стања протона или стања неутрона слаби се стање пара и повећава се I<sub>tot</sub>. Када се у обзир узму електромагнетне особине групе, елементи матрице прелаза, односи интензитета, односи мултиполних мешања и колективни g – фактори  $g_R$  показују различиту "осетљивост" на спаривање неутрона и протона и долази до блокирања у њиховим различитим ефективним наелектрисањима, грубо гледано 1 за протоне и 0 за неутроне. Уз ово ограничење  $g_R$  је дат односом  $I_p/I_{tot}$ , а то води ка веома једноставном резултату за  $g_R Z/A$  за "ригидну" ротацију целог језгра. Може се рећи да се из ових основних идеја може очекивати било какав пораст у блокирању, на пример, неутрона, редуковањем "gap-a" спаривања неутрона и повећањем неутронског доприноса укупном моменту инерције  $I_{tot}$ , да се редукује  $g_R$  у односу на однос Z/A, док би повећање блокирања протона имало супротан резултат.

Основне теоријске поставке за овај експеримент дате су у делу 5.2. Експериментални детаљи и нови резултати угаоних особина гама прелаза у распаду  $37/2^{-1}$  К изомера језгра <sup>177</sup>Нf описани су у делу 5.3, 5.4 и 5.5 заједно са резултатима нуклеарне магнетне резонанце (NMR) помоћу којих је одређен магнетни диполни момент  $37/2^{-1}$  К изомера. У делу 5.6 коришћени су нови подаци добијени за <sup>177</sup>Нf заједно са постојећим резултатима за слична К стања суседних језгара. У првом делу дела 5.6, тестирана је тачност претпоставке адитивности у процени магнетних момената мулти-квазичестичних К изомера. А у другом делу дела 5.5, испитана је систематска зависност "колективних"  $g_R$  параметара од квази-честичних формирања колективних стања.

# 5.1. ХАФНИЈУМ И ЊЕГОВИ ИЗОТОПИ (ДОБИЈАЊЕ, ЗНАЧАЈ, МОГУЋНОСТИ)

Оно што издваја изотопе хафнијума, од осталих изотопа је што поседују серије дугоживећих К изомера. Циљ нашег експеримента је био да се ураде веома прецизна мерења магнетних диполних момената неколико високих – К, вишечестичних квази стања у језгрима Hf методом нискотемпературских нуклеарних оријентација "on line" (у присуству снопа протона) уз коришћење нуклеарне магнетне резонанце (On-Line NMR/ON) на NICOLE уређају за хлађење. У овим мерењима искоришћена је предност јединственог снопа хафнијум флуорида, који је добијен у ISOLDE у CERN-у, за имплантацију изотопа и изомера хафнијума у фолију гвожђа, на температури од око ~10 – 20 mK. Имплантирана на овај начин, језгра хафнијума подлежу дејству јаког унутрашњег магнетног поља, поларизују се и као таква постају погодна за изучавање посредством резонанци. Техника нискотемпературских нуклеарних оријентација се користи због остваривања високе прецизности. Зашто нам је важно да добијемо довољно прецизну вредност магнетних диполних момената? Прецизне вредности диполних магнетних момената дају изузетно важну информацију за унутрашње q – факторе  $g_K$  изомерних стања и њихова једночестична груписања. У комбинацији са резултатима других, независних експеримената који су изучавали ротационе групе изграђене на изомерним стањима, могу се одредити и колективни g – фактори  $g_R$ , а њихово познавање може дати одговор на питање како окупирање орбита утиче на нуклеарну суперфлуидност.

У региону A = 180 колективна ротација постоји заједно са унутрашњим квазичестичним ексцитационим модовима. У аксијално симетричним деформисаним језгрима квазичестична ексцитација се јавља из купловања неколико квазичестичних орбитала са великом вредношћу пројекције угаоног момента  $\Omega$  на осу симетрије језгра. Пројекција укупног једночестичног угаоног момента  $\vec{J}$  на ову осу,  $K(=\sum_i \Omega_i)$  остаје очувана уз добру апроксимацију. Прелази између стања са различитим вредностима Kсу теоријски посматрано дозвољени само ако је мултиполност прелаза  $\lambda$  већа или једнака са  $\Delta K$ . Међутим, у пракси се дешавају и прелази са мањом мултиполношћу, али су они значајно нарушени и то води ка формирању метастабилних мулти квазичестичних изомерних стања, која се називају *К* - изомери. *К* – изомери су изузетно значајни зато што они формирају такозване "резервоаре" енергије у атомским језгрима [*Walker, Dracoulis, 1999*] и као такви се потенцијално могу искористити као кандидати за ласерске уређаје у којим је потребно остварити стимулисано емитовање енергије.

Посматрано из угла нуклеарне структуре, K – изомери су изузетно чисти и јасно дефинисани деформисани вишечестични системи који се могу изучавати са релативно једноставним једночестичним моделима, попут Нилсоновог модела. Веома су важни и колективни степени слободе. Не постоји колективна ротација аксијално деформисаног језгра око нуклеарне осе симетрије јер би то резултирало системом који се не може разликовати од оригиналног (оног који је постојао пре ротације) и пројекција ротационог угаоног момента  $\vec{R}$  на осу симетрије је једнака нули. Очување *К* различитим од нуле произилази из суме момената индивидуалних орбиталних нуклеона који сами не поседују аксијалну симетрију. Аксијално симетрично језгро ротира око осе нормално постављене у односу на осу симетрије и, због присуства корелација спаривања, генерално је прихваћено да оно ротира попут суперфлуида пре него као чврсто тело. У језгрима која брзо ротирају и поседују велику вредност спина корелације спаривања могу бити "замаскиране", а једночестичне орбитале пертурбоване. У К – изомерима који споро ротирају и у којима су мали ефекти спаривања који потичу од ротације, нуклеонски парови се разбијају доминантно због унутрашњих ексцитација и њихов утицај на суперпроводност језгра се може изучавати поступно ("корак по корак"). Укупан угаони момент  $\vec{l}$ , спин језгра, користи се да се идентификују који су парови раздвојени. У том случају, мерење других опсервабли, као додатак уз вредност спина, попут магнетног диполног момента, постаје изузетно важно у одређивању квазичестичне структуре изомера.

### 5.1.1. ИЗУЧАВАНИ ИЗОТОПИ ХАФНИЈУМА

Главни циљ експеримента на изотопима хафнијума био је прецизно мерење магнетних момената високих *К* – изомера у изотопима <sup>177,179,180,182</sup>Нf коришћењем

јединственог снопа HfF<sub>3</sub> доступног у ISOLDE и методе нискотемпературских нуклеарних оријентација NICOLE. Преглед изучаваних изотопа дат је у Табели 5.1.

	енергија нивоа		_	ширина снопа
А	[keV]	$I^{\pi}$	$T_{1/2}$	[јони/µС]
177	1315	$23/2^{+}$	1.1 s	$6.0 \cdot 10^{5}$
	2740	37/2-	51.4 m	$6.0 \cdot 10^{5}$
179	1106	25/2-	25.1 d	$1.5 \cdot 10^{7}$
180	1183	8-	5.5 h	$2.4 \cdot 10^{7}$
182	1173	8-	62 m	$2.0\cdot 10^4$

Табела 5.1. Изучавани изотопи хафнијума.

У току самог експеримента произведен је веома квалитетан сноп  $HfF_3$ , добијени су одлични одброји на детекторима за изотопе које смо желели да истражимо <sup>177,179,180,182</sup> Нf. Проблем који се појавио током самог експеримента био је што је све време у снопу био изузетно јак сноп Hf у основном стању, чиме је повећана укупна доза имплантације и то за много краће време него што је то обично случај за јачину снопа у експериментима нискотемпературских нуклеарних оријентација "*on line*". Висока доза значајно отежава потрагу за нуклеарном магнетном резонанцом, што ће бити детаљније објашњено.

Следећи проблем који се појавио, посебно код масеног броја A = 182 било је присуство јона оксифлуорида у релативној концентрацији која је била пет пута већа него што је то раније био случај. Због тога је постао интензивнији сноп који у себи садржи изотоп богат протонима, <sup>166</sup>LuOF<sub>3</sub> и обзиром да је он био толико интензиван на маси A = 182, успео је да замаскира жељени сноп <sup>182</sup>Hf, 8<sup>-</sup> изомера.

Што се тиче стабилности ниске температуре током експеримента, она је била све време у опсегу од 15 – 20 mK, што је довољно ниска вредност температуре која погодује постизању практично потпуне поларизације имплантираних изотопа хафнијума, који су били подвргнути потпуном хиперфином пољу јачине 67 T у гвожђу.

Прво је имплантиран високи К изомер  $37/2^{-}$ , 2740 keV стање <sup>177</sup>Hf, које се распада преко серије E2 и мешаних E2/M1 прелаза на ниже изомерно стање  $23/2^{+}$  на енергији 1315 keV. Овај распад се у суштини одвија преко серије сличних прелаза до стања  $9/2^{+}$  на енергији 321 keV и до основног стања  $7/2^{-}$ . Подаци су сакупљани на свим доступним односно детектабилним прелазима – укупно 21 прелаз – неколико их је било изгубљено услед преклапања са прелазима у језгрима термометара, <sup>192</sup>Ir<u>Fe</u> и <sup>60</sup>Co<u>Fe</u> (који су коришћени за мерење температуре узорка, како је то претходно објашњено). Детаљније о анализи експерименталних података и добијеним резултатима за изотоп <sup>177</sup>Hf у следећем делу.

Други имплантирани изотоп био је 8<sup>-</sup> стање на енергији 1183 keV у <sup>180</sup>Hf. Приликом самог мерења регистрована је снажна анизотропија у свим гама прелазима, ипак, и поред детаљне претраге нисмо успели да региструјемо значајан NMR/ON сигнал. Претпоставка је да је главни разлог за неуспех овог дела експеримента, нагомилана имплантирана доза Hf у узорку гвожђа, као и јака резонанца снаге у радиофреквентном пољу које производи RF генератор. Начини на које се могу превазићи ови проблеми биће продискутовани као идеја за наставак изучавања серије изотопа хафнијума. Анизотропије гама прелаза су већ биле детаљно изучаване раније [*Stone et al, 2007*] па се и нису очекивали значајнији нови резултати.

Последњи мерени изотоп је био <sup>182</sup>Hf, међутим у моменту када је он требао да буде имплантиран проблем тоталне акумулиране дозе је био препознат и замењена је Fe фолија са узорком. Идеја је била да се мери и <sup>182</sup>Hf, међутим гама спектар снимљен као пробни (Слика 5.1) јасно показује да постоји проблем на атомској маси A = 182, спектар Hf је био замаскиран много интензивнијим гама прелазима, укључујући и анихилациону линију на 511 keV, која не може потицати из неутрон дефицијентног изотопа. Присутна активност не само да је замаскирала прелазе највиших енергија <sup>182</sup>Hf 507 keV већ се појавио и изузетно висок "*background*" на свим прелазима нижих енергија, чиме је закључено да доступан сноп у потпуности онемогућава изучавање изотопа <sup>182</sup>Hf.



Слика 5.1. Пробни гама спектар на маси A = 182. Јака линија на 511 keV доминира спектром.

Као главни узрок проблема идентификовано је језгро <sup>166</sup>Lu, које је било присутно у јонском извору, а које у комбинацији са кисеоником, производи *oxy-trifluoride* са истом масом као и HfF<sub>3</sub>. *Oxy-trifluoride* контаминација је регистрована и у претходним пробним мерењима Hf извора, али са пет пута мањим уделом у поређењу са *trifluoride* него што је то био случај у овом, конкретном мерењу.

Изотоп који има дужи период полураспада ( $T_{1/2} = 25 \text{ d}$ ) <sup>179</sup>Нf, имплантиран у фолију гвожђа, припремљен је раније у "*off-line*" режиму сакупљањем на собној температури. Обзиром да је изотоп <sup>182</sup>Нf био недоступан, овај последњи изотоп је остављен за последњи дан "*on-line*" мерења, када је охлађен до 20 mK. Регистрована анизотропија је била значајно нижа од очекиване, од реда 25% до преко 50% за активности <sup>177,180</sup>Hf. Ово је био главни индикатор да је укупна Hf доза била превисока и ни у овом изотопу није пронађен NMR/ON сигнал.

Документовано је да уколико се доза имплантира у малом делу фолије од гвожђа када се имплантација заустави на 1 атомском проценту онда постоји озбиљно преклапање индивидуалних путања, чиме се умањује интензитет регистроване гама анизотропије у експерименту нуклеарних оријентација. Када је степен имплантације 0.1 атомски проеценат или мањи, онда услед интеракције између имплантираних језгара и кристалне решетке матрице долази до дистрозије и тиме се шири NMR/ON резонантна линија, чиме се отежава њено лоцирање у спектру.

Обично се у експериментима на NICOLE уређају за хлађење користи сноп интензитета ~ $10^5 - 10^6$  јона·s<sup>-1</sup> који се усмери на површину од око 0.5 cm<sup>2</sup>. То значи да је укупна доза имплантације око ~ $10^{10} - 10^{11}$  дневно. Са енергијом имплантације од 60 keV имплантирана језгра се распоређују у слоју гвожђа до дубине од око ~30 nm, у коме се у истом том делу налази и око ~ $10^{17}$  Fe јона. Зато је имплантирана концентрација далеко испод опасног нивоа чак и после недељу дана трајања експеримента.

Ипак, у експерименту са изотопима хафнијума, у великој мери је био присутан јак сноп хафнијума у основном стању, на нивоу 10 - 20 pA, а то је интензитет снопа од ~5 ·  $10^8$  јона·s<sup>-1</sup>. Овако интензивна контаминација снопа достиже критичну вредност укупне дозе за свега један до два дана. То је главни разлог зашто је NMR/ON резонанца регистрована једино код изотопа који је први имплантиран <sup>177</sup>Hf<sup>m2</sup>, овај изотоп је имплантиран у "свеже" припремљену, неоштећену Fe фолију. Начин како се овај проблем може превазићи у будућим експериментима је да се на сваких 24 сата промени Fe фолија, како би сваки изотоп имао нову, неоштећену фолију за имлантацију.

Довођењем радиофреквентне снаге до узорка, производи се нежељена топлота посредством вртложних струја на свим фреквенцијама, али и добија се NMR сигнал на фреквенцији нуклеарне магнетне резонанце. Улаз радиофреквентне снаге је подешен тако да се не-резонантно загревање што је могуће више умањи. Када не постоје варијације снаге са фреквенцијом, онда се не јављају неочекивани проблеми. Ипак, због сложености везе између радиофреквентног генератора и калема на "*cold finger-y*", радиофреквентно поље у узорку не зависи само од улазне снаге из генератора, већ такође и од понашања ове везе и самог калема. Због тога се варијације са фреквенцијом радиофреквентне снаге и не-резонантног загревања не могу избећи. У нашем експерименту догодила се јака резонанца снаге на фреквенцији од 500 MHz, што је загрејало узорак за неколико десетина миликелвина, и самим тим су регистроване велике промене у регистрованој анизотропији, што је успело да замаскира резонантни сигнал. Ове такозване "лажне резонанце" које потичу од промене анизотропије услед загревања узорка, могу се елминисати јер се све време прати процес и посредством термометра нуклеарних оријентација, па се и у његовом спектру виде промене у анизотропији. Али обзиром да кад се једном угреје, уређају за хлађење треба и неколико сати да се поново охлади на жељену температуру, па се јавља ефекат "хистерезе" у регистрованој анизотропији која прати промену температуре што зависи од тога да ли се фреквенција повећава или смањује. У оваквој ситуацији је значајно отежано и практично немогуће регистровање сигурне резонанце.

За овај проблем једино могуће решење је да се "помери" фреквенција за резонанце снаге продужавањем радифреквентне линије како би се избегао опсег фреквенција у коме се тражи NMR/ON сигнал за испитивани изотоп. Уколико је овај опсег широк, као што је то био случај обзиром да се изучавала читава серија изотопа хафнијума, онда се они морају изучавати пажљивим праћењем промене температуре са фреквенцијом при стабилном улазном радифреквентном сигналу, и уколико се примети промена у температури онда се улазни радиофреквентни сигнал може подесити како би се очувала стабилна температура.

Овде су само изложени неки од начина како се могу превазићи проблеми који су се јавили приликом експеримента у коме се изучавала читава серија изотопа хафнијума.

# 5.2. МАГНЕТНЕ ОСОБИНЕ ЈЕЗГРА <sup>177</sup>*Нf* И ЈЕЗГАРА У ЊЕГОВОЈ БЛИЗИНИ У МОДЕЛУ ЈАКОГ КУПЛОВАЊА ДЕФОРМИСАНОГ ЈЕЗГРА

У овом делу биће представљени резултати мерења угаоних расподела гама прелаза у распадима и резултати мерења нуклеарне магнетне резонанце на  $37/2^{-1}$  високим К изомерима језгра <sup>177</sup>Hf "*on line*" методом нискотемпературских нуклеарних оријентација. Измерени магнетни момент овог изомера износи  $7.33(9)\mu_N$  а висока прецизност за E2/M1 мултиполне односе мешања добијена је за прелазе у групама изграђеним на  $23/2^+$ , 1.1 s, изомеру на енергији 1315.4 keV и на  $9/2^+$ , 0.663 ns, изомеру на 321.3 keV. Ново добијени резултати заједно са магнетним моментом и свим спектроскопским подацима за изотопе који се налазе у близини, изучавани су да би се

тестирао степен до кога се претпоставка адитивности може узимати као поуздана за предвиђање момената високих К изомера у испитиваном региону. Овим изучавањем обухваћена је и детаљнија анализа (у поређењу са ранијим анализама) систематског понашања колективних  $g_R$  фактора и њихове зависности од броја протона и неутрона квази-честица  $n(\pi)$ ,  $n(\nu)$  "band-head" стања. Линеарност варијација која је показана подацима добијеним за  $g_R$  факторе са разликом  $\Delta = n(\pi) - n(\nu)$ , конзистентна је са предвиђањима заснованим на теорији блокирања интеракције спаривања протона и неутрона, добијени резултати представљају изазов за детаљније теоријске анализе.

#### 5.2.1. ПРЕГЛЕД ВАЖЕЋИХ ТЕОРИЈА

Релевантне релације из модела јаког купловања које су у вези са електромагнетним особинама нуклеарних стања и прелаза дате су у референци [*Bohr*, *Mottelson*, 1998].

За статичан магнетни диполни момент групног стања са спином *I* базираног на *"band-head*" стању са спином *K* важи релација:

$$\mu = g_R I + (g_K - g_R) \frac{K^2}{I+1}$$
(5.1)

у случају "band-head" K = I, добија се:

$$\mu = g_K \frac{I^2}{I+1} + g_R \frac{I}{I+1}$$
(5.2)

Обзиром на то да су вредности спина I у посматраном случају велике, на основу ове релације јасно је да момент има само слабу зависност од колективних  $g_R$  фактора и да је доминанто одређен квази-честичним  $g_K$  фактором.

За чисто мулти-квазичестично стање у коме је спин K дат као једноставна сума квазичестичних конституената  $K_i$ , квазичестични g – фактор  $g_K$  је дат као зависност од квазичестичних  $g_{K_i}$  фактора:

$$g_K = \frac{1}{K} \sum_i K_i g_{K_i} \tag{5.3}$$

Две спектроскопске варијабле: однос мешања E2/M1,  $\delta$  у прелазима са нивоа са спином *I* на нижи ниво са спином *I* – 1 и однос гранања прелаза стања са спином *I* на нижа стања са спином *I* – 1 и *I* – 2, зависе од разлике ( $g_K - g_R$ ) два g – фактора (колективног и квазичестичног). Обе ове варијабле се могу изразити преко  $\delta$ :

$$\delta = \frac{0.993 E_{\gamma} Q_0}{(g_K - g_R)\sqrt{(I^2 - 1)}}$$
(5.4)

где је  $E_{\gamma}$  енергија прелаза изражена у [MeV], а  $Q_0$  је унутрашњи квадруполни момент изражен у [*e*b]. Из овог израза може се закључити да је за раздвајање квазичестичног *g* – фактора  $g_K$  од ротационог *g* – фактора  $g_R$  неопходно имати податке или за односе гранања у прелазима из групних стања у нижа стања са спином редукованим за једну или две јединице или однос мешања E2/M1 за прелазе између стања чији се спинови разликују за један, у комбинацији са статичким магнетним диполним моментом групног стања. Међу поменутим, најређи су подаци за статичке диполне моменте. Уз то се мора познавати још и унутрашњи квадруполни момент  $Q_0$  групног стања.

# 5.3. ПРИПРЕМА ФОЛИЈЕ ЗА ИМПЛАНТАЦИЈУ

Успешност експеримента нискотемпературских нуклеарних оријентација у великој мери зависи од начина и прецизности припреме фолије за имплантацију. У нашим експериментима фолија за имплантацију припремана је у Јапану. Коришћена је фолија гвожђа изузетно високе чистоће. Коришћен је метод "*on line*" имплантације, што је детаљније описано у претходном поглављу, у делу 4.6.2. На Слици 5.2 приказана је ова фолија спремна за имплантацију. А на Слици 5.3 како изгледа фолија залемљена за "*cold finger*".



Слика 5.2. Припремљена Fe фолија.



Слика 5.3. Фолија залемљена за "cold finger".

# 5.4. ЕКСПЕРИМЕНТАЛНА ПОСТАВКА

# 5.4.1. НУКЛЕАРНА ОРИЈЕНТАЦИЈА ИЗОМЕРА 37/2-, 51.4*m*, К – ИЗОМЕРА ЈЕЗГРА <sup>177</sup>*Hf*

У ISOLDE изотопском сепаратору, у CERN-у, добијени су нови резултати за магнетни момент  $37/2^-$  високо спинског К-изомера и за гама прелазе у његовом распаду у основно стање методом "*on-line*" нискотемпературских нуклеарних оријентација комбинованих са NMR техником (ова техника је објашњена у [*Stone, Postma, 1986*]). Као улазни сноп коришћен је CERN-ов протонски сноп интензитета 1.4 GeV, он је усмерен на мешану тантал/волфрамову мету. Сепарација хафнијума жељене масе постигнута је увођењем гаса флуора у јонски извор и екстраковањем снопа Hf F<sub>3</sub><sup>+</sup> јона. Јони, убрзани до 40 keV, улећу у фолију од чистог гвожђа залемљену за "*cold finger*" NICOLE "*on-line*" система за нуклеарне оријентације [*Eder et al. 1990*] који ради на

температури од око 12 mK. Јони Hf  $F_3^+$  распадају се на површини фолије и активни хафнијум је имплантиран у кристалну решетку гвожђа. Прекидањем имплантације и даљим хлађењем уређаја за хлађење, сакупљани су подаци снижавањем температуре до око 6 mK док је активност слабила. Фолија гвожђа је намагнетисана применом магнетног поља јачине 0.5 T.

На масеном броју A = 177, Hf сноп садржи и изомер <sup>177</sup>Hf<sup>m2</sup> ( $I^{\pi} = 37/2^{-}, T_{1/2} = 51.4 \text{ m}$ ) и стабилни <sup>177</sup>Hf језгро у основном стању. Активност изомера чини око 1 % снопа што је приказано на Слици 5.4.



Слика 5.4. Шема распада хафнијума <sup>177</sup>Нf

Из мерења се може одредити угаона расподела параметара свих прелаза, у функцији температуре фолије, гама фото-пик одброја у два пара германијумских детектора високе резолуције постављених на угловима 0°, 90°, 90° и 180° у односу на осу поларизације (као што је то приказано на Слици 5.5). Одброј је нормализован на одброје који су измерени са активним извором који није оријентисан на температури од око 1 К. Температура фолије се одређује мерењима угаоних расподела за прелазе на енергијама 1333 keV и 1173 keV у распаду језгара <sup>60</sup>Со која се налазе у кристалу Со причвршћеном са задње стране "*cold finger*-а". Обзиром да су за систем <sup>60</sup>Со*Со* познати

сви параметри оријентације, ово мерење се узима као веома тачан термометар у опсегу између 20 mK и 5 mK.



Ка генератору снопа

Слика 5.5. Стандардна експериментална поставка детектора у односу на "cold finger" у урађеним експериментима, број ү и β детектора био је различит у овим експериментима.

Висок степен поларизације постигнут је јаким хиперфиним пољем насталим дејством активности хафнијума на кристалну решетку гвожђа. На слици 5.6 приказани су упоредо примери гама спектара "хладног", оријентисаног језгра и "топлог" (1 К), неоријентисаног језгра које региструју детектори постављени на 0° и на 90°. Може се јасно видети велика разлика анизотропија у прелазима између нивоа у различитим групама језгара.



Слика 5.6. Спектар "топлог" и "хладног" језгра који региструју детектори постављени на угловима 0° и 90° за две серије E2/M1 прелаза: црне ознаке – у групи изграђеној на 9/2<sup>+</sup> стању – треба приметити пораст на 0°; плаве ознаке – у групи изграђеној на 23/2<sup>+</sup> трочестичног квази изомера – треба приметити опадање на 0°.

Као додатак мерењима угаоних расподела гама прелаза, урађена је и нуклеарна магнетна резонанца (NMR) на имплантираној активности "родитељског" стања <sup>177</sup>Hf<sup>m2</sup>, применом радиофреквентног поља на имплантираним језгрима, ово поље је нормално на осу поларизације и производи га једноставни дводелни калем.

## 5.4.2. ХИПЕРФИНА ИНТЕРАКЦИЈА И ПРОЦЕНЕ ВРЕМЕНА РЕЛАКСАЦИЈЕ СПИН – РЕШЕТКЕ

Имплантирана језгра се са великом вероватноћом могу вратити у стање мировања у регуларним деловима кристалне решетке, а добро дефинисана хиперфина интеракција омогућава регистровање нуклеарне магнетне резонанце регистровањем поремећаја у угаоној расподели гама распада узрокованим резонантном апсорпцијом радиофреквентне енергије. Иако кристална решетка фолије може бити на температури од неколико миликелвина језгра која су имплантирана нису оријентисана и потребно је одређено време, које је у директној вези са нуклеарним временом релаксације спинрешетке,  $T_1$  да би се сва језгра оријентисала [*Shaw, Stone, 1989*]. И резонантна NMR фреквенција  $v_{res}$  и  $T_1$  зависе од интензитета "цепања" хиперфине структуре стања (које подлеже оријентацији) и/или од саме оријентације:

$$H\nu_{res} = \frac{\mu B_{hf}}{I} \tag{5.5}$$

Нуклеарни момент изомера  $37/2^-$  може се проценити на око ~7  $\mu_N$  (што ће детаљније бити објашњено касније), а хиперфино поље Hf y Fe је  $B_{hf} = -67.4(9)$  T (вредност је преузета из [*Muto et al, 2004*] која је побољшана употребом вредности за момент <sup>175</sup>Hf из [*Nieminen et al, 2002*], 0.677(9)). Ове вредности дају област за  $v_{res}$  y опсегу од око 200 MHz. Не постоји мерење времена релаксације спин-решетке за изотопе Hf y гвожђу, зато се користи емпиријска веза:

$$C_K T_{int}^2 = 1.4 \cdot 10^{-4} \,\mathrm{sK}^3 \tag{5.6}$$

где је  $T_{int}$  - интензитет нуклеарне интеракције:

$$T_{int} = \frac{\mu B_{hf}}{kI} \tag{5.7}$$

Ова емпиријска релација се може искористити за процену *Korringa* константе  $C_K$ , која је обично дата са поузданошћу са фактором већим од два [*Shaw, Stone, 1989*]. Предвиђени резултат је  $T_1 (37/2^-) \sim 19$  s на 10 mK, што је много мање од времена живота од 51.4 min, јасно је да ће се потпуна термална равнотежа између језгара <sup>177</sup> Hf<sup>m2</sup> и кристалне решетке успоставити пре распада.

И даље остаје могућност да оријентација може бити нарушена даљим интеракцијама са кристалном решетком током времена живота од 1.1 s,  $23/2^+$  изомерног стања на енергији 1315 keV. Свака ре-оријентација овог типа утиче на регистроване анизотропије у прелазима испод изомера. Процењена вредност  $T_1$  за изомер  $23/2^+$ , урађена на основу процене  $23/2^+$  момента и претходно поменуте

процењене вредности за  $T_1$  (37/2<sup>-</sup>) даје вредност  $T_1$  (23/2<sup>+</sup>)~8 s на 10 mK. Ово време је дуже од времена живота изомера, а то указује да ће било који ефекат реоријентације бити мали.

## 5.5. АНАЛИЗА РЕЗУЛТАТА

#### 5.5.1. АНИЗОТРОПИЈЕ ГАМА ПРЕЛАЗА

Одброји фото пика за сваки прелаз у сваком спектру и за сваки коришћени гама детектор одређени су употребом кода за фитовање спектара "DAMM". Одброји сакупљени када је узорак на температури жељене оријентације нормализовани су у односу на одброје неполаризованих, "топлих" спектара. Анизотропије гама прелаза, *A*, одређене су за свака два пара детектора на основу односа:

$$W(\theta, T) = \frac{N(\theta, T)}{N(\theta, warm)}$$
(5.8)

$$A = \left[\frac{W(0^{\circ}, T)}{W(90^{\circ}, T)} - 1\right]\%$$
(5.9)

Анизотропије су даље анализиране коришћењем стандардних релација из формализма нуклеарних оријентација (детаљан опис дат је у поглављу 2.4). Ради јаснијег прегледа понављамо релацију (2.25):

$$W(\theta,T) = 1 + f \sum_{\lambda} B_{\lambda} U_{\lambda} A_{\lambda} Q_{\lambda} P_{\lambda}(\cos \theta)$$

Сваки члан у овој релацији детаљно је описан у делу 2.4. Укратко, као подсећање, f је - "fraction in good sites" тј.удео језгара која осећају пуну вредност хиперфиног поља, члан  $B_{\lambda}$  описује оријентацију родитељског, изомерног, стања и зависи од интензитета хиперфине интеракције, спина и температуре. Фактори  $U_{\lambda}$  се рачунају за свако стање "испод родитеља" и неопходно је претходно познавање спинова свих стања која су укључена, интензитета свих прелаза између ових стања и

њихове мултиполности. Параметри  $A_{\lambda}$  описују детектоване емисије и зависе од спинова иницијалног и финалног стања и од мултиполарности, обрађених са осетљивошћу до фазе било ког мултиполног мешања  $\delta$ .  $Q_{\lambda}$  су корекциони фактори који уносе корекцију на коначан просторни угао детектора, а  $P_{\lambda}$  су придружени Лежандрови полиноми. Обзиром да је гама емисијом очувана парност, у сумирању имамо само парне чланове (све до  $\lambda = 2L_{max}$ , где је  $L_{max}$  највиша мултиполност у посматраној емисији).

У свим "*on-line*" експериментима нуклеарних оријентација пронађено је да се угаоне расподеле могу прилично добро описати обзиром да се састоје од две компоненте, прва која потиче од језгара која прелазе у стање мировања у непертурбованој ("доброј") кристалној решетки и која подлежу потпуној хиперфиној интеракцији и друга компонента која дефинише језгра која нису оријентисана на свим температурама. Члан "не-оријентације" описује језгра која су заустављена у танком слоју кисеоника који је увек присутан на површини фолије за имплантацију или која су заустављена у неким другим веома разуђеним регионима са нивоима који нису поређани под дејством магнетног поља.

# 5.5.2. АНАЛИЗЕ ЧИСТИХ Е2, $\Delta I = 2 ПРЕЛАЗА: ОДРЕЂИВАЊЕ КОНСТАНТЕ$ *f*

Први прелаз емитован од стране изомера  $37/2^{-1}$  је на енергији 214 keV чист E3 прелаз. У шеми распада ово је нерешен дублет са помешаним нижим прелазима и због тога се не може искористити за одређивање константе f. Вредности за  $U_{\lambda}$  код овог чистог мултиполног прелаза су познате па се f може израчунати из анизотропије чистог E2, 638 keV,  $(31/2^{+} - 27/2^{+})$  прелаза. Обзиром да се други параметри који су неопходни за израчунавање  $U_{\lambda}$  за нижа енергијска стања сви могу изразити из експерименталних резултата, вредности за f се такође могу одредити из података о осталим E2 прелазима између парова на нижим нивоима изграђеним на  $23/2^{+}$  Кизомеру. Резултати су приказани у Табели 5.2. Као пример, на Слици 5.7 приказани су подаци за прелаз на енергији 606.5 keV између  $29/2^{+}$  и  $25/2^{+}$  стања и прорачун добијен коришћењем фитоване f вредности, са њеном мерном несигурношђу.

	Прелаз	Eventuia [keV]	Фитована	
$I_1$	I <sub>2</sub>	снергија [ке v ]	вредност f	
		Изнад 23/2+ К-изомера		
31/2	27/2	638.2	0.755(7)	
29/2	25/2	606.5	0.786(12)	
27/2	23/2	572.4	0.768(12)	
		Испод 23/2+ К-изомера		
23/2	19/2	228.5	0.773(6)	
21/2	17/2	418.5	0.773(13)	
19/2	15/2	378.5	0.773(6)	
15/2	11/2	281.8	0.779(9)	
13/2	9/2	233.9	0.802(21)	

Табела 5.2. Константа f имплантираних језгара Hf одређена фитовањем E2 прелаза са познатим параметрима распада



Слика 5.7. Анизотропија на енергији 606.5 keV  $29/2^+ - 25/2^+$  чистог E2 прелаза у групи изграђеној на  $23/2^+$  изомеру. Фитована крива је за f = 0.786(12).

### 5.5.3. РЕ-ОРИЈЕНТАЦИЈА У 23/2+ ИЗОМЕРНОМ СТАЊУ

Изомерно стање  $23/2^+$  има време живота од 1.1 s, и због тога иако предвиђања која су претходно дата дају да је релаксационо време спин – решетке овог стања  $T_1$ дуже у односу на његово време живота, ипак се томе мора посветити више пажње уколико желимо да квантитативно анализирамо анизотропије гама прелаза између стања ипод овог изомера. Сви подаци добијени за анизотропије серије чистих E2 прелаза између стања испод  $23/2^+$  изомера су узети у обзир приликом одређивања константе *f* уз претпоставку да се ре-оријентација може занемарити. Резултати су дати у Табели 5.2. На Слици 5.8 приказани су резултати за енергију 228.5 keV за прелаз између  $23/2^+$  и  $19/2^+$  стања, израчунавање је урађено са фитованом *f* вредношћу и њеном одговарајућом мерном несигурношћу.

Добијени резултати за оба пара детектора који су коришћени у самом мерењу се веома добро слажу. За f је "усвојена" вредност f = 0.775(5) и она је коришћена у даљој анализи.



Слика 5.8. Анизотропија на енергији 228.5 keV 23/2<sup>+</sup> - 19/2<sup>+</sup> чистог E2 прелаза изомера 23/2<sup>+</sup> у групи изграђеној на 9/2<sup>+</sup> изомеру. Фитована крива је за f = 0.773(6)

# 5.5.4. АНАЛИЗЕ МЕШАНИХ МУЛТИПОЛА ПРЕЛАЗА $\Delta I = 1$ ОДРЕЂИВАЊЕ ОДНОСА МЕШАЊА $\delta$ (E2/M1)

Свако стање је изграђено над 23/2<sup>+</sup> мулти-квазичестичном изомеру и 9/2<sup>+</sup> и  $7/2^{-}$  једночестична стања се оба распадају директним E2,  $\Delta I = 2$  прелазом и мешаним  $E_2/M_1$ ,  $\Delta I = 1$  прелазом.  $E_2/M_1$  однос мултиполних мешања,  $\delta$ , је веома корисна физичка величина при одрећивању параметара групе, како је то већ претходно поменуто. За сваки од ових прелаза анализа анизотропија је урађена на специфичан начин како би се добила најбоља могућа вредност за δ. Свака експериментална тачка у температурној зависности (19 укупно) посматрана је као индивидуални експеримент и фитована са једном непознатом, а то је био управо однос мешања б. Добијени сет резултата за  $\delta$  је потом статистички обрађен са циљем да се добије најбоља могућа фитована вредност са одговарајућом мерном несигурношћу. Добијени резултати приказани су у Табели 5.3, заједно са литературним вредностима преузетим из референци [Mullins et al, 1998], [Krane et al, 1974] добијеним другим мерењима. Слагање резултата са литературним вредностима је веома добро, а нови експериментално добијени резултати имају мање мерне несигурности. Примери фитовања приказани су на Сликама 5.9 и 5.10. Слика 5.9 приказује податке за енергију 277.3 keV прелаз између нивоа 25/2<sup>+</sup> и 23/2<sup>+</sup> у групи 23/2<sup>+</sup>. Сви прелази мешаних нивоа у групи показују сличне негативне анизотропије. Слика 5.7 показује резултате за енергију 153.1 keV између нивоа 15/2<sup>+</sup> и 13/2<sup>+</sup> у групи 9/2<sup>+</sup>. Сви мешани прелази у овој групи показују сличне позитивне анизотропије. Израженије скретање и веће мерне несигурности у овим прелазима произилазе из чињенице да су они мерени на већем Комптоновом "background-у" тако да мали одброји добијени на углу од 90° на нижим температурама имају веће мерне несигурности (што се може закључити и са шеме на Слици 5.4).

К	Ниво	Eγ	δ (у снопу)	$\delta$ ( <sup>177</sup> Lu)	δ ( <sup>177</sup> Hf)	$(g_{\rm K} - g_{\rm R})/Q_0$
		[ltoV]	[Mullins et	[Krane et		
	Спин		al, 1998]	al, 1974]]	Obaj ekcii.	
37/2	41/2	420.9	0.74(23)			0.025(8)
	43/2	440.0	0.74(16)			0.025(5)
23/2	25/2	277.3			0.302(4)	0.069(1)
	27/2	295.1	0.31(2)			
	29/2	311.5	0.36(2)		0.285(5)	0.071(2)
	31/2	326.5	0.30(1)		0.278(5)	0.071(2)
	33/2	340.1	0.26(1)			
	35/2	351.9	0.21(1)			
	37/2	361.7	0.18(2)			
	39/2	369.4	0.20(2)			
9/2	11/2	105.3		-0.36(4)	-0.23(4)	-0.083(15)
	13/2	128.4	0.38(1)	-0.37(6)	-0.34(4)	-0.055(5)
	15/2	153.1	0.38(1)	-0.33(5)	-0.317(13)	-0.061(3)
	17/2	174.3	0.36(1)	-0.32(4)	-0.296(13)	-0.065(3)
	19/2	204.1	0.40(1)	-0.33(5)	-0.289(13)	-0.070(4)
	21/2	214.3	0.35(1)	-0.29(2)		
	23/2	260.5	0.50(2)			
	25/2	241.8	0.40(2)			
	27/2	325.4	0.61(7)			
	29/2	249.4	0.27(2)			

Табела 5.3. Односи мешања Е2/М1 у прелазима са нивоа језгра <sup>177</sup>Нf.



Слика 5.9. Анизотропија на енергији 277.3 keV  $25/2^+ - 23/2^+$  мешаног E2/M1 прелаза у групи изграђеној на  $23/2^+$  изомеру. Фитована крива је за  $\delta$ [E2/M1] = +0.302(4)



Слика 5.10. Анизотропија на енергији 153.1 keV  $15/2^+ - 13/2^+$  мешаног E2/M1 прелаза у групи изграђеној на 9/2<sup>+</sup> изомеру. Фитована крива је за  $\delta$ [E2/M1] = -0.317(13)

#### 5.5.5. МАГНЕТНИ МОМЕНТ 37/2<sup>-</sup> ИЗОМЕРА

У самом експерименту тражена је нуклеарна магнетна резонанца (NMR) изомера 37/2<sup>-</sup> скенирањем помоћу радифреквентног генератора (RF) у опсегу фреквенција између 180 MHz – 230 MHz са кораком од 1 MHz и RF модулацијом од 1 MHz. Добијен је позитиван сигнал, као што је приказано на Слици 5.11, са централном фреквенцијом:

$$v_{res} \left( {}^{177} \text{Hf}^{m2} \underline{Fe} \right) = 203.4(2) \text{MHz}$$
 (5.10)

Ова фреквенција у комбинацији са познатим интензитетом хиперфиног поља од 67.4(9) Т, коригована за интензитет спољашњег магнетног поља од 0.1 Т које је примењено на Fe фолију током NMR мерења, даје за магнетни момент 37/2<sup>-</sup> изомера:

$$|\mu| ({}^{177} \text{Hf}^{\text{m2}}, 37/2^{-}, 51.4 \text{ m}) = 7.33(9)\mu_N$$
(5.11)

Треба само напоменути да се не очекује да било која хиперфина аномалија између изотопа <sup>175</sup>Hf, на коме је урађено мерење хиперфиног поља, и изотопа <sup>177</sup>Hf<sup>m2</sup> пређе 0.1%, због тога је ова могућност занемарена у прорачуну.



Слика 5.11. Регистрована резонанца приликом мерења комбинованог сигнала из неколико прелаза у распаду 37/2<sup>-</sup> изомера.

# 5.6. ДИСКУСИЈА ДОБИЈЕНИХ РЕЗУЛТАТА

У ротор-моделу деформисаних језгара магнетне особине група у језгру <sup>177</sup> Нf деле се на оне којима управља квазичестични систем групе основних стања и на оне којима управља сама природа тела која ротирају. Параметри који су нам интересантни су два g - фактора,  $g_K$  и  $g_R$ . У овом делу разматраћемо две особине поменутих фактора, на основу резултата добијених у овом експерименту и другим експериментима на сличним стањима у суседним језгрима, продискутоваће се *адитивност* (за  $g_K$ ) и *систематска зависност*  $g_R$  фактора од броја раздвојених парова што се види у броју протона и неутрона квазичестица у одговарајућим језгрима "носиоцима" група.

# 5.6.1. АДИТИВНОСТ *g*<sub>K</sub> ФАКТОРА ЗА ЈЕДНОЧЕСТИЧНА КВАЗИ-СТАЊА ПРИЛИКОМ ФОРМИРАЊА *g*<sub>K</sub> ФАКТОРА ВИШЕЧЕСТИЧНИХ СТАЊА

Овим питањем се бавило већ неколико аутора [Ionescu-Bujor et al, 2000], [Dasgupta et al, 2000], [Thakur et al, 2006]. У нашем разматрању укључени су и додатни резултати из нових мерења момената. Одређен је опсег у коме се могу прихватити  $g_K$ вредности, изведен из претпоставке адитивности, у анализама група за које су познати само спектроскопски подаци па се и не могу на неки други начин добити посебне вредности за  $g_R$ .

Једночестична квази стања која су разматрана су наведена у Табели 5.4, где су такође дате и вредности за  $g_K$  факторе одређене за посматрана стања и разлог због ког су управо ова стања изабрана.

Квазичестично стање	Прихваћена <i>g<sub>K</sub></i>	Основа за прихватање вредности
Протони		
5/2+ [402]	1.67(6)	моменти за 5/2 <sup>+</sup> , 482 keV стање у <sup>181</sup> Та
		и основна стања за <sup>181,183,185,187</sup> Re
7/2+ [404]	0.765(25)	моменти за 7/2 <sup>+</sup> основна стања <sup>175,177,179,181</sup> Та
9/2 [514]	1.37(3)	моменти за 9/2 <sup>-</sup> , 6 keV стање у <sup>181</sup> Та
11/2 [505]	1.281(14)	моменти за 11/2 <sup>-</sup> , 434 keV стање у <sup>187</sup> Ir
Неутрони		
5/2 [512]	-0.48(2)	момент за 5/2 <sup>-</sup> основно стање <sup>175</sup> Нf
7/2 [514]	-0.206(14)	момент за $7/2^{-}$ основно стање <sup>177</sup> Hf
7/2 <sup>-</sup> [503]	-0.319(15)	момент за $7/2^{-}$ основно стање $^{157}$ Yb
7/2+ [633]	-0.323(18)	момент за $7/2^+$ основно стање $^{175}$ W
9/2+ [624]	-0.239(11)	момент за $9/2^+$ основно стање $^{179}$ Hf

Табела 5.4. Прихваћене вредности за g<sub>K</sub> факторе за индивидуална квазичестична стања. Експериментални подаци преузети су из референце [Stone, 2011].

 $g_K$  фактори су изведени из измерених момената према изразу 5.2, тако што је за  $g_R$  узета вредност  $g_R = 0.29(5)$ . Ова вредност  $g_R$  фактора је централна вредност за овај опсег, у опсегу који обухвата већину варијација које ће бити продискутоване. Дозвољен је одређени опсег за  $g_R$  факторе јер, као што се види у релацији 5.2 мала варијација ових фактора не утиче значајно на крајњу вредност за  $g_K$  и самим тим неће повећати мерну несигурност за  $g_K$  вредности.

У Табели 5.5, приказана су многа вишечестична квази стања у посматраном опсегу за које постоје релативно прецизни резултати мерења магнетних момената. Коришћене су  $g_K$  вредности које су дате у Табели 5.4, заједно са истом вредношћу за  $g_R$  ( $g_R = 0.29(5)$ ), да би се добиле претпостављене вредности за магнетне моменте, које су затим поређене са одговарајућим експерименталним вредностима.

Табела 5.5. Провера адитивности магнетних момената мулти-квазичестичних стања.  $g_K$  вредности преузете из Табеле 5.3,  $g_R = 0.29(5)$ . Експерименталне вредности магнетних момената преузете из референце [Stone, 2011].

Ζ	Изот	$I^{\pi}$	квазичестице		$g_{K}$	μ [μ <sub>N</sub> ]		(est/ex
	ОП							p-1)%
			протони	неутрони		est	exp	
76	<sup>182</sup> Os	25 <sup>+</sup>	9/2 <sup>-</sup> [514] 11/2 <sup>-</sup> [505]	7/2 <sup>-</sup> [503] 7/2 <sup>-</sup> [514]	10.56(19)	10.43(19)	10.62(20)	-2(3)
				7/2 <sup>+</sup> [633] 9/2 <sup>+</sup> [624]				
75	<sup>182</sup> Re	$16^{+}$	9/2 <sup>-</sup> [514]	9/2+[624] 7/2+[633] 7/2-[514]	4.68(17)	4.69(16)	3.82(13)	23(4)
75	<sup>182</sup> Re	$16^{+}$	9/2 <sup>-</sup> [514]	9/2*[624] 7/2 <sup>-</sup> [503] 7/2*[633]	2.88(17)	2.98(17)	3.82(13)	-22(7)
75	<sup>182</sup> Re	16	9/2 <sup>-</sup> [514]	9/2*[624] 7/2 <sup>-</sup> [514] 7/2 <sup>-</sup> [503]	4.72(15)	4.72(15)	3.82(13)	24(4)
72	<sup>177</sup> Hf	37/2-	7/2 <sup>+</sup> [404] 9/2 <sup>-</sup> [514]	5/2 <sup>-</sup> [512] 7/2 <sup>-</sup> [514] 9/2 <sup>+</sup> [624]	7.29(18)	7.20(18)	7.33(9)	-2(3)
71	<sup>177</sup> Lu	$23/2^{+}$	7/2+[404]	7/2 <sup>-</sup> [514] 9/2 <sup>+</sup> [624]	2.32(11)	2.40(11)	2.32(10)	3(6)
74	$^{179}W$	35/2-	5/2+[402] 9/2-[514]	5/2 <sup>-</sup> [512] 7/2 <sup>-</sup> [514] 9/2 <sup>+</sup> [624]	8.79(22)	8.58(22)	7.5(15)	14(20)
74	$^{176}W$	$14^{+}$	7/2 <sup>+</sup> [404] 9/2 <sup>-</sup> [514]	7/2 <sup>+</sup> [633] 5/2 <sup>-</sup> [512]	6.51(18)	6.35(18)	6.7(2)	-5(4)
72	<sup>178</sup> Hf	$16^{+}$	7/2+[404] 9/2-[514]	7/2 <sup>-</sup> [514] 9/2 <sup>+</sup> [624]	8.49(18)	8.26(17)	8.16(5)	1(2)
75	<sup>182</sup> Re	$7^+$	5/2+[402]	9/2+[624]	3.09(16)	2.96(15)	2.79(6)	6(6)
72	<sup>179</sup> Hf	25/2-	7/2+[404] 9/2-[514]	9/2 <sup>+</sup> [624]	7.68(17)	7.46(17)	7.43(34)	0(5)
72	<sup>178</sup> Hf	6+	7/2+[404] 5/2+[402]		6.85(16)	6.12(15)	5.84(5)	5(3)
72	$^{180}\mathrm{Hf}$	8-	7/2 <sup>+</sup> [404] 9/2 <sup>-</sup> [514]		8.84(16)	8.12(15)	8.6(10)	-6(12)
72	$^{172}\mathrm{Hf}$	8-	7/2+[404] 9/2-[514]		8.84(16)	8.12(15)	7.96(7)	2(3)
72	$^{172}\mathrm{Hf}$	6+	7/2+[404] 5/2+[402]		6.85(16)	6.12(15)	5.5(6)	11(11)
72	$^{174}\mathrm{Hf}$	6+	7/2+[404] 5/2+[402]		6.85(16)	6.12(15)	5.35(4)	14(3)
72	<sup>176</sup> Hf	6+	7/2+[404] 5/2+[402]		6.85(16)	6.12(15)	5.75(5)	6(3)

(est – процењен, exp – експериментално измерена)

Може се закључити да моменти већине К стања задовољавају очекивања адитивности момената до високих степена, расипања средњег квадратног просека горње групе стања показују грешку од само 1.6 пута за однос предвиђених и експериментално добијених вредности, и то у опсегу од неколико процената. Као пример нарушења принципа адитивности у Табели 5.5 приказан је и случај стања 16<sup>+/-</sup> језгра <sup>182</sup>Re где су предложене три "четворо-честичне" конфигурације. У овом случају, измерени момент је потпуно неконзистентан са било којим предвиђањем према принципу адитивности [*Jain et al, 1988*].

## 5.6.2. ОДРЕЂИВАЊЕ СИСТЕМАТСКИХ ВАРИЈАЦИЈА *g*<sub>R</sub> ФАКТОРА

У првом делу ове дискусије стављен је акценат на испитивање доказа да ли је адитивност момената опште важећа претпоставка за ограничену, посматрану групу језгара. Да би се овај тест оставио што је могуће више отворен за додатне услове, узет је релативно широк опсег g<sub>R</sub> вредности. У посматраној групи језгара, принцип адитивности момената је у потпуности демонстриран. У овом другом делу дискусије детаљније ћемо разматрати сам фактор  $g_R$  и његову везу са квази-честичном надоградњом стања. Где год је то могуће, спектроскопски подаци из групних структура комбиновани су са измереним магнетним моментима носиоца група да би се добили фактори  $g_K$  и  $g_R$  посматраног стања. Опсег језгара која се разматрају је редукован на језгра Hf и W да би се избегли други утицаји који нису надоградња стања носиоца група. Резултати су приказани у Табели 5.6, у којој су такође дати и број протона квазичестица  $n(\pi)$  и број неутрона квазичестица  $n(\nu)$  у посматраном стању. У Табели 5.6 такође су укључена и два стања за која не постоје резултати мерења момената. За ова стања искоришћен је принцип адитивности да би се проценили магнетни моменти. За вредност унутрашњег квадруполног момента у анализи узето је:  $Q_0 = 7.2$  eb. На Слици 5.12, приказане су вредности  $g_R$  фактора.

Изотоп	Стање	Енергија	<i>n</i> (π)	n(v)	Δ	Момент	Спектроскопија	$g_R$
		[keV]			$= n(\pi) - n(\nu)$	реф	реф	
<sup>179</sup> W	21/2+	1632	0	3	-3	[Byrne et al, 1998]	[Dracoulis, 2000]	0.11(2)
<sup>179</sup> W	35/2-	3348	2	3	-1	[Byrne et al, 1998]	[Dracoulis, 2000]	0.20(7)
<sup>177</sup> Hf	37/2-	2740	2	3	-1	овај експ.	[Mullins et al, 1998]	0.24(5)
<sup>177</sup> Hf	7/2-	0	0	1	-1	[Buttgenbach et al, 1973]	[Mullins et al, 1998]	0.23(2)
<sup>177</sup> Hf	9/2+	321	0	1	-1	[Hubel et al, 1969]	овај експ.	0.21(2)
<sup>179</sup> Hf	9/2+	0	0	1	-1	[Buttgenbach et al, 1973]		0.17(10)
<sup>178</sup> Hf	16 <sup>+</sup>	2446	2	2	0	[Boos et al, 1994]	[Mullins et al, 1997]	0.28(4)
$^{177}$ Hf	$23/2^{+}$	1316	2	1	+1	адитивност	овај експ.	0.31(3)
<sup>177</sup> Hf	25/2-	1713	2	1	+1	адитивност	[Mullins et al, 1998]	0.32(2)
<sup>178</sup> Hf	6+	1554	2	0	+2	[Walker et al, 1980]	[Mullins et al, 1997]	0.35(5)
<sup>180</sup> Hf	8-	1142	2	0	+2	[Krane et al, 1974]	[D'Alarcao et al, 1999]	0.41(12)

Табела 5.6.  $g_R$  вредности изражене из везаних групних стања и спектроскопских података. У анализи је узето:  $Q_0 = 7.2$  eb


Слика 5.12. График "колективних"  $g_R$  фактора у функцији  $\Delta = n(\pi) - n(\nu)$ 

На Слици 5.12, на x – оси је приказана разлика  $\Delta = n(\pi) - n(\nu)$ . Са слике се јасно види систематска варијација  $g_R$  вредности, са просечном вредношћу близу 0.29, ове варијације су приближно линеарне од ~0.1 за  $\Delta = -3$  до 0.4 за  $\Delta = 2$ . Не постоје литературни подаци да је квантитативна зависност  $g_R$  фактора од квазичестичног броја раније испитивана. Два дела овог графика (приказаног на Слици 5.12) заслужују посебну пажњу. Први је да фитована крива (методом најмањих квадрата) има прекид на вредности  $\Delta = 0$  за 0.271(8) што је статистички гледано исто као и просечна  $g_R$ вредност (0.286(15)) добијена за прво 2<sup>+</sup> стање у парно-парном језгру <sup>176,178,180</sup>Нf. Обзиром да се на графику на Слици 5.12, тачка  $\Delta = 0$  изводи из четири квазичестична  $(n(\pi) = n(\nu) = 2)$  стања, ова једнакост наглашава границу до које се ефекти додатног раскидања парова протона и неутрона међусобно компензују. Чињеница да је уцртана линија добар "фит" и за позитивне и за негативне ∆ опсеге такође сугерише да је "последица" разарања неутронског пара, у оквиру граница грешке, једнака, али са супротним предзнаком, са "последицом" разарања протонског пара. Ово је значајно јер ефекти спаривања и блокирања потпуно независно утичу на ова два различита нуклеона (протон и неутрон). Нагиб криве износи 0.053(5). Добијени закључци су потпуно конзистентни са предвиђањима базираним на ефектима блокирања квазичестичних ексцитација (што је поменуто на самом почетку овог поглавља, у делу 5.4) и дају нам квантитативно мерљиву величину за ефекте додатних неутронских и што ће омогућити даља теоријска разматрања. позитронских квазичестица,

### VI ГЛАВА

# 6. СКАНДИЈУМ <sup>49</sup>Sc

Циљ овог експеримента је био да се одреди магнетни момент изотопа <sup>49</sup>Sc методом нискотемпературских нуклеарних оријентација на оријентисаним језгрима NICOLE уређаја за хлађење у оквиру у оквиру ISOLDE колаборације у CERN-у. Језгро <sup>49</sup>Sc је богато неутронима, двоструко затворене љуске, практично је то језгро <sup>48</sup>Ca са додатком једног протона. Добијени резултати се могу искористити за израчунавање ефективних *g* – фактора у опсегу језгра <sup>48</sup>Ca коришћењем и других податак о нуклеарној структури и ефеката измењивачких струја мезона.

#### 6.1. СКАНДИЈУМ (ДОБИЈАЊЕ, ЗНАЧАЈ, МОГУЋНОСТИ)

#### 6.1.1. ПРЕГЛЕД ВАЖЕЋИХ ТЕОРИЈА

Нуклеарни магнетни момент је веома осетљива проба за изучавање нуклеарне структуре. Очекивано је да су електромагнетне особине језгара која имају двоструко затворену љуску са једним нуклеоном више или мање веома јасно теоријски дефинисане. За разлику од теоријских, експерименталне вредности магнетних момената за језгра са оваквом конфигурацијом у основном стању варирају за веома значајне износе у зависности од процена једночестичног модела љуске. Ова одступања се, пре свега, добијају због нетачности у опису једночестичног нуклеарног стања, као и једночестичног оператора магнетног момента. Корекције ових неконзистентности, углавном захтевају моделовање поларизацијом језгра другог реда, ефектима изобарних струја и ефектима размене мезона [*Arima et al, 1987*], [*Towner, Khanna, 1983*]. Све ове корекције се различито третирају у различитим моделима што доводи до потешкоћа у

предвиђањима вредности магнетних момената језгара која имају двоструко затворену љуску са једним нуклеоном више или мање, што је приказано на примеру језгра скандијума на Слици 6.1.

У раду *Honma et al.* [*Honma et al, 2004*] користи се ефективна интеракција GXPF1 у прорачунима урађеним према моделу љуске у широкој скали у потпуној *fp* љусци. Ова интеракција садржи у себи емпиријски монополни члан и корекцију на спаривање у делу израза изведеном из нуклеон - нуклеон потенцијала, ипак показало се да ове корекције нису довољне да урачунају и ексцитације језгра преко "*shall gap*-a" *N* или *Z* = 28. За изотопе Sc њихови прорачуни су тачни. Безнуклеонски као и ефективни једночестични *g* – фактори користе се за одређивање оператора магнетних диполних момената оператора у које нису посебно укључени чланови који уносе поправку другог реда. Предвиђања за магнетне моменте тешких језгара Ca, Sc и Ti са непарним A у овом моделу разликују се од експериментално добијених вредности у просеку за ± 6%, а то је  $\pm 0.3 \mu_N$  у процењеној вредности магнетног момента <sup>49</sup>Sc.

У раду из [*Speidel et al, 2000*] описан је прорачун по моделу љуске уз коришћење четири ефективне интеракције (FDP6, KB3, VHG и FPY). Конфигурације које су укључене у ове прорачуне везане су за потпуну  $f_{7/2}$  подљуску, при чему је дозвољена ексцитација честица на љуске  $p_{3/2}$ ,  $f_{5/2}$  и  $p_{1/2}$ . Ефекти поларизације језгра анализирани су и дијагонализацијом модела љуске и теоријом пертурбација првог реда. Ове методе су искоришћене да се интерпретира очекивани "тренд" g – фактора првог 2<sup>+</sup> стања у парно-парним језгрима Тi, Cr и Fe у испитиваном опсегу. Коришћењем добијених резултата ових прорачуна, одређени су g – фактори за језгро <sup>49</sup>Sc непарног A за четири поменуте интеракције, у опсегу приказаном на Слици 6.1 (Напомена: KB3 и VHG дају исти, централни резултат). Мерна несигурност је реда  $0.4 \,\mu_N$ . У раду *Speidel et al.* такође је процењена и зависност од броја ексцитованих честица са подљуске  $f_{7/2}$  на остатак *fp* љуске. Овај ефекат, који је разматран само у случају FDP6 интеракције, производи мало додатно проширење опсега за магнетни момент у интервалу од  $\pm 0.7 \,\mu_N$  за једну, две и три ексцитоване честице изван  $f_{7/2}$  подљуске.

Прецизно мерење магнетног момента језгра <sup>49</sup>Sc у основном стању може бити изузетно корисно за детаљније и тачније прорачуне, што је за сада применљиво само на изотопима који имају један нуклеон изван двоструко магичног језгра. Измерена

вредност се може применити по успутству из референце [Arima et al, 1987], како је то урађено и за изотоп <sup>67</sup>Ni [Rikovska et al, 2000], а може допринети и побољшању прорачуна модела љуске у ширем опсегу у fp љусци како је претходно поменуто.

Магнетни момент језгра <sup>49</sup>Sc ( $I^{\pi} = 7/2^{-}, T_{1/2} = 57$  m) који је мерен у овом експерименту је значајна карактеристика у табели нуклида поред језгра <sup>48</sup>Ca.

#### 6.1.2. РАЗЛОЗИ ЗА ДАЉА ИСРАЖИВАЊА У ОВОЈ ОБЛАСТИ ИЗОТОПА

Идеја је била да се прецизно измери магнетни момент језгра <sup>49</sup>Sc. У Табели 6.1 приказане су вредности познатих магнетних момената изотопа Sc са непарним атомским бројем. Слика 6.1 приказује ове вредности са неколико теоријских прорачуна из модела љуски за <sup>49</sup>Sc [*Honma et al, 2004*], [*Speidel et al, 2000*].

Табела 6.1. Магнетни моменти изотопа Sc са непарним A у основном стању сва су синглетна протонска 7/2<sup>-</sup>

А	Неутрони	<i>T</i> <sub>1/2</sub>	магнетни момент [ $\mu_N$ ]
41	$(7/2^{-})^{0}$	596 ms	5.431(2)
43	$(7/2^{-})^{2}$	3.891 h	+4.62(4)
45	$(7/2^{-})^{4}$	стабилан	+4.756487(2)
47	$(7/2^{-})^{6}$	3.345 d	5.34(2)
49	$(7/2^{-})^{8}$	57.2 m	задатак овог експеримента

У Табели 6.2. приказане су систематске варијације магнетних момената других, f подљуски,  $7/2^-$  основних стања. Ова изузетно важна група података биће практично допуњена резултатом овог експеримента, за елемент  $(7/2^-)^1$  мерењем магнетног момента <sup>49</sup>Sc.

N = 28

ИЗОТОП	протони: І <sup>π</sup>	$T_{1/2}$	магнетни момент [ $\mu_N$ ]
<sup>49</sup> Sc	$(7/2^{-})^{1} 7/2^{-}$	57.2 m	задатак овог експеримента
<sup>51</sup> V	$(7/2^{-})^3 7/2^{-}$	3.891 h	+5.1487057(2)
<sup>53</sup> Mn	$(7/2^{-})^{5} 7/2^{-}$	стабилан	+5.024(7)
<sup>55</sup> Co	$(7/2^{-})^{7} 7/2^{-}$	3.345 d	+4.882(3)

Табела 6.2. Магнетни моменти изотопа са непарним А у основном стању

 $\begin{array}{c}
A = 40 \\
6.0 \\
\hline Schmidt-oba вредност \\
\mu \left[\mu_{N}\right] \\
5.0 \\
\hline 40 \\
42 \\
44 \\
46 \\
48 \\
50 \\
\end{array} + Honma \\
\times Speidel$ 

Слика 6.1. Магнетни моменти изотопа Sc са непарним атомским бројем, вредност за <sup>49</sup>Sc је предвиђена из модела [Honma et al, 2004], [Speidel et al, 2000]

Пре овог експеримента регистроване су NMR-ON резонанце за неколико изотопа Sc y гвожђу [*Ohya et al, 2007*], [*Ohtsubo et al, 2007*]. Измерено је такође и хиперфино поље за Sc y гвожђу. Регистрована јачина хиперфиног поља за <sup>47</sup>Sc је  $B_{hf}({}^{47}ScFe) = -13.17(5)$  T [*Ohya et al, 2007*]. Ова прецизна вредност јачине поља је била доказ да се методом NMR-ON y језгру <sup>49</sup>Sc може измерити магнетни момент са изузетном прецизношћу, чак и бољом од 1.0 % (то значи да ће било која хиперфина аномалија између два изотопа бити мања од 0.1 %). Очекивана резонантна фреквенција, базирана на овој вредности поља и проценама момената из модела, је на вредности 156 MHz,

што је управо у опсегу фреквенција које се могу испитати NICOLE уређајем за хлађење.

Основни предуслов који мора бити испуњен за експерименте нуклеарних оријентација, као што је и претходно више пута речено, је да период полураспада испитиваног изотопа мора бити упоредив или дужи од времена релаксације спинрешетке које дефинише хлађење језгара до температуре кристалне решетке гвожђа. Измерено је ефективно време релаксације за изотоп <sup>47</sup>Sc, који има исти спин и парност као и <sup>49</sup>Sc, ово време износи  $T_1({}^{47}ScFe) = 350(70)$  s на температури од 10 mK уз споља примењено магнетно поље јачине  $B_0 = 0.2$  T. За изотоп <sup>49</sup>Sc, очекује се да време релаксације буде слично дефинисаној вредности за <sup>47</sup>Sc, а самим тим се може закључити да је задовољавајуће краће у односу на период полураспада  $T_{1/2} = 57.2$  m.

#### 6.1.3. ПРОИЗВОДЊА СНОПА СКАНДИЈУМА

У Табели 6.3 приказана је ширина снопа који је доступан у ISOLDE за изотопе Sc. Бројеви дати за теже изотопе се односе на мету Та. Нема података за чисти бета емитер <sup>49</sup>Sc управо због присуства више различитих активности на позицији масе 49 које потичу од вишеструко наелектрисаних јона од којих ниједна компонента <sup>49</sup>Sc не може да се раздвоји. Овакав сноп, са непознатом, сложеном контаминацијом, наравно није погодан за NMR-ON експеримент који је завистан од детекције бета честица. Због тога је предложено као прва опција да се користи Ті фолија као мета са CF<sub>4</sub> и са извором плазме за који је предвиђена ширина снопа од  $1 \cdot 10^6$  јона/µC. Друга опција је била стандардна UC<sub>x</sub> мета са површинским јонизатором који производи <sup>49</sup>K ( $T_{1/2} =$ 1.24 s) и <sup>49</sup>Ca ( $T_{1/2} = 8.8$  m) са процењеним односом тако да производи ~ $5 \cdot 10^5$  јона/µC <sup>49</sup>Sc приликом распада. "Родитељска" језгра – бета емитери се неће оријентисати јер је њихово време живота краће од времена релаксације, па самим тим она не доприносе измереној поларизацији и не утичу на детекцију резонанце. Уколико би се контаминација бета активношћу показала као проблематична дошло би до акумулације у извору, онда се сноп затвара и <sup>49</sup>Sc који има дуже време живота веома брзо постаје доминантан над детектованим бета распадом, овај циклус се понавља по потреби.

Ioorno	Ширина снопа	Материјал
Jesipo	[јона/µС]	мете
476	$3 \cdot 10^{7}$	Ti
50	$2.5 \cdot 10^6$	Ti
<sup>48</sup> Sc	$3 \cdot 10^{7}$	Та
<sup>50</sup> Sc	$3.6 \cdot 10^{3}$	Та

Табела 6.3. Ширина снопа Sc изотопа у ISOLDE.

#### 6.1.4. ЕКСПЕРИМЕНТ НИСКОТЕМПЕРАТУРСКИХ НУКЛЕАРНИХ ОРИЈЕНТАЦИЈА

У експерименту је коришћен NMR-ON метод, идеја је била да се детектује резонантна деструкција (нарушење) асиметрије  $\beta$  зрака из језгара <sup>49</sup>Sc, имплантираних на ниским температурама у чисту феромагнетну матрицу. На Слици 6.2. приказана је шема распада језгра <sup>49</sup>Sc. Иако су спинови/парности изотопа <sup>49</sup>Sc и <sup>49</sup>Ti 7/2<sup>-</sup>, њихови изоспинови су респективно 7/2 и 5/2. Дозвољени бета прелази доминирани су Gamow-Teller матричним елементима и процењено је да на 0°/180° показују асиметрију од око 30% на температури од 15 mK, узимајући као познате вредност за јачину поља и процењену вредност магнетног момента од 5.3  $\mu_N$ .







Слика 6.2. Шеме распада важне за анализу изотопа <sup>49</sup>Sc.

Уређај за хлађење NICOLE <sup>3</sup>*He*/ <sup>4</sup>*He* употребљен је у комбинацији са  $\beta$  детекторима унутар криостата на 0° и 180° у односу на осу поларизације, како је претходно урађено за NMR-ON за изотоп <sup>67</sup>Ni у ISOLDE [*Rikovska et al, 2000*]. Споља постављени пластични сцинтилатори могу алтернативно, или додатно, бити искоришћени за детекцију високоенергетских бета честица које могу продрети кроз танке прозоре на криостату [*Mantica Jr. et al, 1992*]. Изван криостата су постављени и HPGe детектори на позицијама 0° и 90° у односу на осу поларизације и они су искоришћени за детекцију гама зрака. Радиофреквентно поље са могућношћу модулирања фреквенције изазива резонантну апсорпцију између подстања насталих хиперфиним цепањем оријентисаних језгара. Ова резонанца се може детектовати редуковањем регистроване  $\beta$  асиметрије. Температура узорка праћена је преко  $\gamma$  прелаза у оријентисаном узорку <sup>60</sup>Со*Fe* залемљеном на "*cold finger*-у" уређаја за хлађење.

Сама процедура пажљиве калибрације обављена је сакупљањем извора <sup>47</sup>Sc 3.345 d хладном имплантацијом у гвожђу, неопходног за NMR-ON мерења без снопа ("*off-line*" мерења).

#### 6.2. ЕКСПЕРИМЕНТАЛНА ПОСТАВКА

Екстремни једночестични модел атомског језгра даје процену нуклеарног магнетног диполног момента према релацији:

$$\vec{\mu} = \left(g_l \,\vec{l} + g_s \vec{s}\right) \mu_N \tag{6.1}$$

где су  $\vec{l}$  и  $\vec{s}$  орбитални и спински угаони момент једне честице, а  $g_l$  и  $g_s$  су одговарајући g – фактори ( $g_l = 1/0$  и  $g_s = 5.586/-3.826$  протони/неутрони). То нам повећава *Schmidt*-ове границе. Експериментално је показано да се моменти не слажу баш најбоље са овим проценама и одступања која су запажена су подвргнута додатним теоријским испитивањима. Ова одступања се могу поделити у две класе:

- Прва је мешање једночестичних конфигурација, које чак и кад је мало може имати значајан утицај на измерене моменте језгра.
- Друга је много фундаменталније природе и укључује корекције оператора магнетног момента у језгрима коначних димензија што произилази из чињенице да нуклеони међусобно интерагују посредством размене мезона.

Изучавања ове друге класе ефеката могу се радити само мерењима у стањима у којима се прва група ефеката може добро контролисати; односно, уколико се може очекивати да мешања конфигурација буду мала и реално процењена. У пракси то значи да су за мерења момената погодна она језгра у основном стању која имају један непаран нуклеон изван двоструко магичног језгра.

Експеримент који ће у овом делу бити описан је мерење магнетног момента изотопа <sup>49</sup>Sc у основном стању техником нискотемпературских нуклеарних оријентација "*on line*" у комбинацији са нуклеарном магнетном резонанцом.

У погледу структуре, <sup>49</sup>Sc у основном стању може се посматрати као усамљени протон  $f_{7/2}$  куплован на двоструко магично језгро <sup>48</sup>Ca. Експеримент је урађен у оквиру "*on line*" система за нуклеарне оријентације NICOLE у ISOLDE-CERN. Добијени резултати су упоређени са теоријским поставкама структуре оператора магнетног момента и показало се одлично слагање са израчунатим одступањима од предвиђања  $f_{7/2}$  Schmidt-ових граница.

Чист <sup>49</sup>Sc сноп није доступан у ISOLDE, зато је у овом експерименту активност произведена распадом имплантираног снопа <sup>49</sup>Ca. Сноп протона интензитета 1.4 GeV усмерен на ISOLDE UC<sub>x</sub> мету са W површинским јонизатором производи и <sup>49</sup>Ca ( $I^{\pi} = 3/2^{-}, T_{1/2} = 8.7 \text{ m}$ ) и <sup>49</sup>K ( $I^{\pi} = 1/2^{+}, 3/2^{+}, T_{1/2} = 1.26 \text{ s}$ ). Непожељна  $\beta^{-}n$ активност која потиче од <sup>49</sup>K елиминисана је блокирањем снопа на 5 s после сваког импулса протона. <sup>49</sup>Ca се најпре распада дозвољеним  $\beta$  распадом са стања са енергијом 2178 keV на стање  $3/2^{+}$ , са енергијом 3084 keV <sup>49</sup>Sc, овај распад је праћен чистим E2 прелазом у основно стање ( $I^{\pi} = 7/2^{-}, T_{1/2} = 57.2 \text{ m}$ ). 99.9% активности <sup>49</sup>Sc директно се распада на основно стање  $7/2^{-}$  изотопа <sup>49</sup>Ti преко дозвољеног  $\beta$  распада са крајњом енергијом 2006 keV. Може се закључити да нема "мерљивог"  $\gamma$  распада из <sup>49</sup>Sc, па се  $\beta$  спектар <sup>49</sup>Sc не може јасно раздвојити од спектра <sup>49</sup>Ca.

Сноп <sup>49</sup>Са имплантиран је у фолију од чистог гвожђа која је залемљена за "cold finger" NICOLE уређаја за хлађење, у њему се температура одржава релативно стабилном, испод 10 mK. Фолија је намагнетисана магнетним пољем постављеним хоризонтално у равни фолије, на тај начин се дефинише поларизација осе имплантиране активности. "Слаб" извор <sup>60</sup>Со у једноосном кристалу Со постављен је на задњој страни "cold finger-a". Анизотропије на енергијама 1333 keV и 1173 keV  $\gamma$  прелаза детектованих германијумским детекторима постављеним на позицијама 0° и 90° у односу на осу поларизације имају улогу термометара нуклеарних оријентација. Да би се детектовала поларизација  $\beta$  активности искоришћени су германијумски детектори са димензијама кристала дебљине 4 mm и полупречника 19 mm, они су постављени унутар криостата на угловима од приближно 15° и 165° у односу на осу поларизације и око 4 К.

Припрема фолије за имплантацију је урађена на исти начин као код језгра<sup>177</sup>Нf.

#### 6.3. АНАЛИЗА РЕЗУЛТАТА

Да би се процениле "мерљиве"  $\beta$  асиметрије и  $\gamma$  анизотропије из активности <sup>49</sup>Са и <sup>49</sup>Sc, посматрамо релације:

$$W(\theta) = 1 + A_1 B_1 P_1(\cos \theta) \qquad (\beta - \text{асиметрија}) \tag{6.2a}$$

$$W(\theta) = 1 + A_2 B_2 P_2(\cos \theta) + A_4 B_4 P_4(\cos \theta) \qquad (\gamma - \text{анизотропија}) \tag{6.2b}$$

У претходним релацијама  $B_{\lambda}$  су параметри оријентације који директно утичу на степен поларизације у језгрима узорка и они су функције нуклеарног магнетног диполног момента, хиперфиног поља, спина језгра и температуре кристалне решетке.  $A_{\lambda}$  су коефицијенти угаоне расподеле, њих одређују спинови нивоа који учествују у мултиполностима прелаза. У оквиру овог параметра укључени су и регистровани и нерегистровани интермедијарни прелази.  $P_{\lambda}$  су Лежандрови полиноми, а  $\theta$  се одређује у односу на осу поларизације. Неопходно је такође утврдити да ли језгра која су имплантирана насумичном оријентацијом, живе довољно дуго у односу на време релаксације спин-решетке  $T_1$ , да би била поларизована у термалној равнотежи са фолијом пре него што се распадну. Значи неопходно је проценити време релаксације спин-решетке  $T_1$  за сваки систем.

Ако прво посматрамо <sup>49</sup>Ca, на основу магнетног диполног момента (-1.38  $\mu_N$ [Van Duppen et al, 1998]) и хиперфиног поља у Fe (~10 T [Vermeeren et al, 1992]), а узевши у обзир и вредност параметра  $A_1 = 0.298$  за чисти  $3/2^- \rightarrow 3/2^- GT \beta$  прелаз, може се предвидети термална равнотежа  $\beta$  асиметрије од приближно 25% на температури 10 mK. Мале вредности параметара  $A_2$  и  $A_4$  доводе до тога да  $\gamma$ анизотропија на енергији од 3084 keV буде мања од 1% на температури од 10 mK. Ако за време релаксације  $T_1$  за Sc у гвожђу узмемо  $T_1 = 350(70)$  s на температури 10 mK [*Rao, 1985*], имајући у виду да  $T_1$  опада обрнуто сразмерно са квадратом хиперфиног цепања нивоа, процењено је да је за језгро <sup>49</sup>Ca  $T_1 \sim 1700$  s, што је много дуже од периода полураспада  $T_{1/2} = 520$  s. Може се закључити да би регистрована  $\beta$ асиметрија могла бити значајно редукована, са очекиваном вредношћу од око ~10% на температури од 10 mK.

За <sup>49</sup>Sc, магнетни диполни момент би требао бити близу вредности магнетног диполног момента језгра <sup>47</sup>Sc (+5.34  $\mu_N$  [*Ohya et al, 2007*]), а хиперфино поље је познато са високом прецизношћу (-13.17(5) Т [*Rao, 1985*]). Коефицијент  $A_1$  за чисти прелаз 7/2<sup>-</sup>  $\rightarrow$  7/2<sup>-</sup> *GT*  $\beta$  распада је мали, вредност му је 0.145. Овако узети параметри дају асиметрију од око ~25% на температури 10 mK. Вредност времена релаксације  $T_1$ (350 s, узето је да је исто време релаксације као и за <sup>47</sup>Sc) је много краће од времена живота језгра у основном стању тако да се може остварити потпуна термална равнотежа и може се регистровати потпуна анизотропија на свим доступним температурама.

Постоји и додатна компликација при одређивању детектабилне  $\beta$  асиметрије. Предзнак магнетног момента језгра <sup>49</sup>Са је супротан предзнаку магнетног момента језгра <sup>49</sup>Sc, па њихове асиметрије имају тенденцију да се међусобно поништавају, дајући при том врло сличну крајњу енергију. Обзиром да ће само активност <sup>49</sup>Sc показати резонанцу у посматраном опсегу фреквенција (NMR језгра <sup>49</sup>Са ће бити на фреквенцији од око 70 MHz ), присуство <sup>49</sup>Са практично само "разреди" сигнал резонанце. Да би се то избегло, а такође и да би се решио проблем што на "*cold finger*y" уређаја за хлађење NICOLE остаје нижа температура кад се искључи сноп, морала се обезбедити такозвана циклична припрема узорка у одређеном временском интервалу, што је праћено распадом компоненти језгара <sup>49</sup>Са и затим мерењем преостале активности <sup>49</sup>Sc. Урађена је читава серија циклуса сакупљања  $\beta$  и  $\gamma$  података (то је приказано на Слици 6.3).

Горњи график показује одброј детектован за енергију 3084 keV,  $\gamma$  прелаз <sup>49</sup>Ca. Сноп је заустављен (искључен) после тачно 50 минута а активност <sup>49</sup>Ca постаје занемарљиво мала после 90 минута. График у средини приказује регистровану  $\beta$ асиметрију, однос одброја које детектују  $\beta$  детектори постављени на 15° и 165°, нормализовану на исти овај однос добијен када је узорак био на температури од око 1 К. Мала негативна асиметрија која је добијена приликом имплантације активности <sup>49</sup>Ca (првих шест експерименталних тачака снимљено је када су активности <sup>49</sup>Ca и <sup>49</sup>Sc биле близу "привремене" равнотеже) конзистентна је са очекиваном претпоставком да ће се асиметрија које потичу од два изотопа међусобно поништити. Затварањем снопа остаје асиметрија <sup>49</sup>Sc, што даје однос од око 1.15, на пример, што је веће од јединице и задржава се и после 90 минута. Доњи график на Слици 6.3 приказује анизотропију која је детектована у чистом Е2 прелазу на енергији 1173 keV језгра <sup>60</sup>Co. Сви параметри оријентације и распада у овом прелазу су познати, због тога <sup>60</sup>Co служи као изузетно добар термометар.



Слика 6.3. Производња узорка практично чисте <sup>49</sup>Sc активности, што директно прати затварање снопа. График у средини: Комбинована β асиметрија <sup>49</sup>Ca + <sup>49</sup>Sc показује промену од неколико негативних процената до позитивног ефекта од ~15%. Доња слика: Анизотропија у <sup>60</sup>Co γ прелаз на енергији од 1173 keV показује пад температуре на фолији у којој је извршена имплантација.

Добијени резултати показују константну вредност температуре (око 9 mK) током имплантације, која опадне на 7 mK и остаје стабилна и када се импантација заврши. Управо током овог другог периода, када је температура стабилна на 7 mK тражена је резонанца у активности Sc.

У раду [*Rao*, 1985] објављен је резултат за резонанцу <sup>47</sup>Sc у гвожђу на фреквенцији 150.94(1)MHz у магнетном пољу јачине 0.2 T са вредношћу FWHM близу 1 MHz. Магнетни момент <sup>47</sup>Sc износи  $5.34(2)\mu_N$  [*Ohya et al*, 2007]. Предвиђање на основу *Schmidt*-ове границе за момент 7/2<sup>-</sup> протона, који означава ефективну горњу границу за претрагу, је 5.794  $\mu_N$ . На основу тога је и одређен опсег фреквеција у коме је тражена резонанца, у овом експерименту испитивани опсег је био 145 MHz – 165 MHz. Иницијално, резонанца је тражена мењањем примењене RF фреквенције са кораком од 1 MHz, са фреквентном модулацијом од  $\pm 1$  MHz. Резонанца је уочена на фреквенцији од око 160 MHz. У каснијим циклусима, коришћени су мањи фреквентни кораци са модулацијом  $\pm 0.5$  MHz, како би се утврдио тачан центар резонанце и обавило "фино" претраживање овог појаса. Комбиновани резултати као што је приказано на Слици 6.4, показују центар резонанце на вредности 159.8(4)MHz са FWHM на вредности 0.8(2) MHz. Током тражења резонанце, примењено магнетно поље је било интензитета 0.100(5) T.



Слика 6.4. Горња слика: Резонанца <sup>49</sup>Sc β активности у Fe. Црним кружићима су приказани подаци добијени приликом шире претраге по фреквенцијама са кораком од 1 MHz, а црвеним троуглићима су приказани резултати "финије" претраге са ужим кораком од 0.5 MHz. Хоризонталне линије дају FM ширину, а вертиклане линије приказују статистичку мерну несигурност. Доња слика: Анизотропија прелаза на енергији 1173 keV у <sup>60</sup>Co која показује да је температура била константна током претраге фреквенција.

# 6.3.1. МАГНЕТНИ МОМЕНТ <sup>4</sup>*Sc*

Магнетни момент се рачуна према формули:

$$h\nu = |\mu| \frac{\left(B_{hf} + B_{applied}\right)}{I} \tag{6.3}$$

где је *I* спин језгра. Ако се узме да је измерена вредност хиперфиног поља –13.17(5) Т, за магнетни диполни момент <sup>49</sup>Sc се добија:

$$|\mu| ({}^{49}\text{Sc}, 7/2^{-}, \text{g.s.}) = 5.616(25)\mu_N$$
 (6.4)

Измерена вредност овог магнетног момента представља реалан допринос за тест неких од најбољих нуклеарних моделе.

Део Sc изотопа у основном стању са непарним атомским бројем A од <sup>41</sup>Sc до <sup>49</sup>Sc (Z = 21, N = 20 - 28) је први пример стања са једним протоном комбинованог са непарним неутронским бројем који се одвија између две основне затворене љуске за које постоји комплетан сет измерених момената. (Део од <sup>57</sup>Cu до <sup>69</sup>Cu (Z = 29, N = 28 - 40) завршава се са минималним затварањем љуске.) Вредности магнетних момената за језгра Sc са непарним A приказане су у горњој половини Табеле 6.4, део A и на Слици 6.5.

А	Скандијум		
	неутрони	Момент [ $\mu_N$ ]	Референца
41 <sub>C a</sub>	0	5 421(2)	[Cornwell et al,
50	0	5.451(2)	1966]
<sup>43</sup> Sc	2	4.62(4)	[Honma et al, 2004]
45c -	4	1756197(2)	[Castel, Towner,
50	4	4.730487(2)	1990]
<sup>47</sup> Sc	6	5.34(2)	[ <i>Ohya et al, 2007</i> ]
<sup>49</sup> Sc	8	5.616(25)	Овај експеримент
В	N = 28		
	протони	Момент [ $\mu_N$ ]	Референца
<sup>49</sup> Sc	1	5.616(25)	Овај експеримент
<sup>51</sup> V	3	5.1487057(2)	[Rikovska et al, 2000]
<sup>53</sup> Mn	5	5.024(7)	[Towner, 1987]
<sup>55</sup> Co	7	4 822(3)	[Minamisono et al,
CO	1	T.022(3)	1990]

Табела 6.4. *Магнетни диполни момент изотопа* Sc са непарним A и N = 28 изотона.



Слика 6.5. Измерени магнетни моменти (на слици лево) изотопа Sc са непарним А  $\pi (f_{7/2})^1$  са додатним паровима неутрона 7/2<sup>-</sup>и (на слици десно) изотони са  $\pi (f_{7/2})^n$ , где је п непарно, са затвореном љуском неутрона N = 28. Такође су приказане Schmidtове границе и прорачуни узети из референце Honma et al. [Avgouela et al, 2011] (црвени троуглови).

На слици је такође приказана и *Schmidt*-ова гранична вредност за  $7/2^-$  протоне. Квазипарабола зависности момената јасно демонстрира релативно чисто протонско стање, ова зависност има максимум на почетку и на крају низа (за <sup>41</sup>Sc и <sup>49</sup>Sc).

Друга секвенца закључно са овим новим измереним магнетним моментом је за N = 28 изотоне од <sup>49</sup>Sc до <sup>55</sup>Co код којих су попуњене 7/2<sup>-</sup> протонске подљуске. Ово је такође приказано на Слици 6.5 и у Табели 6.4, део В. Поново се може јасно видети да је остварено затварање двоструке љуске за <sup>48</sup>Ca,  $f_{7/2}$  стање са једним протоном постаје доминантнија компонента у таласној функцији. Прорачуни који су преузети из [*Avgouela et al, 2011*] и приказани на Слици 6.5, добро прате тренд измерених вредности али су систематски померени у односу на експерименталне вредности.

Као што је напоменуто у уводу, само магнетни моменти језгара која имају најједноставнију могућу једночестичну структуру могу се искористити да се детаљно испитају добијена одступања у складу са предвиђањима *Schmidt*-ових граница. На

границама низа изотопа Sc, <sup>41</sup>Sc и <sup>49</sup>Sc, двоструко магична језгра, <sup>40</sup>Ca и <sup>48</sup>Ca, као и чиста  $f_{7/2}$  једночестична конфигурација, пружају ретку могућност да се тестирају фундаментални прорачуни магнетизма језгра.

#### 6.4. ДИСКУСИЈА ДОБИЈЕНИХ РЕЗУЛТАТА

Ова израчунавања су дискутована теоријски у зависности од ефективног једночестичног оператора магнетног момента [*Lutz, 1969*], [*Proctor, Yu, 1951*]:

$$\vec{\mu}_{eff} = \left(g_{l,eff} \cdot \vec{l} + g_{s,eff} \cdot \vec{s} + g_{p,eff}[\vec{Y}_2, \vec{s}]\right) \cdot \mu_N \tag{6.5}$$

где је  $g_{x,eff} = g_x + \delta g_{x,eff}$ , а овде је x = l, s или  $p. g_x$  је једночестични g фактор, а  $\delta g_{x,eff}$  је корекција на овај фактор. Треба приметити да ефективни оператор садржи у себи и додатни члан који уводи и сферни хармоник реда 2 спрегнут са спинским оператором, чиме се добија тензор мултиполности 1. Порекло овог члана, као и детаљна дискусија шта све утиче на корекцију  $\delta g_{x,eff}$  дати су у [Lutz, 1969], [Proctor, *Yu*, 1951]. Доприноси овог члана су приказани у Табели 6.5 са кратким објашњењем. У првом реду Табеле 6.5 ознака СР(RPA) представља утицај конфигурације мешања која настаје поларизацијом језгра ("Core Polarization") у апроксимацији насумичне ("random") фазе ("Random Phase Approximation"). За изотоп <sup>41</sup>Sc овај фактор је за све једнак нули. Овај параметар прати члан који показује утицај конфигурације мешања другог реда СР(2-ог реда). Ова два члана означавају прву класу корекција које су поменуте у уводу. Друга класа корекција састоји се од параметра MEC ("Meson Exchange Current"), изобарног побуђења и комбинације MEC-CP чланова са малом релативистичком корекцијом која се добија евалуацијом оператора до реда  $(p/M)^3$  где је р типичан момент нуклеона, а М његова маса. Вредности момената које се добијају cy:

$$\mu(^{41}\text{Sc}, 7/2^-, g.s.) = 5.759\,\mu_N \tag{6.6}$$

$$\mu({}^{49}\text{Sc}, 7/2^-, g.s.) = 5.583 \,\mu_N \tag{6.7}$$

Слагање са експериментално добијеном вредношћу за момент <sup>49</sup>Sc је веома добро, док када се упореди за момент <sup>41</sup>Sc је знатно мање слагање, али је ипак прихватљиво. У случају двоструко магичног језгра <sup>40</sup>Ca запажена је грешка у прорачунатој вредности док се за језгро <sup>48</sup>Ca добија веома добро слагање, врло је слична ситуација и са изотопима Cu. За <sup>69</sup>Cu са језгром <sup>68</sup>Ni, теорија даје веома добро слагање са експериментом (такође и за језгро <sup>67</sup>Ni), док за <sup>57</sup>Cu са језгром <sup>56</sup>Ni, слагање и није тако добро ([*Charlwood et al, 2010*] и Табела 6.6).

Табела 6.5. <i>Прорачун магнетних диполних момената</i> <sup>41</sup> Sc и <sup>49</sup> Sc. Сваки податак
приказује корекцију Schmidt-ових граничних вредности $g_l = 1.000, g_s = 5.847,$
$g_p = 0.000$ и момент од 5.794 $\mu_N$ .

<sup>41</sup> Sc	$\delta g_l$	$\delta g_s$	$\delta g_p$	$\delta\mu[\mu_N]$
CP(RPA)	0	0	0	0
СР(2-ог реда)	-0.106	-0.686	0.470	-0.629
MEC	0.124	0.207	-0.273	0.457
Изобар	0.000	-0.270	0.650	-0.093
MEC-CP	0.084	0.233	0.366	0.394
Релативистички	-0.026	-0.164	-0.044	-0.164
укупни	0.076	-0.681	1.168	-0.035
Резултат				5 750
израчунавања				5.759
Експеримент				7.431(2)
<sup>49</sup> Sc	$\delta g_l$	$\delta g_s$	$\delta g_p$	$\delta\mu[\mu_N]$
CP(RPA)	0.018	-0.330	-0.592	-0.150
CP(2)	-0.164	-0.925	0.557	-0.918
MEC	0.132	0.405	-0.464	0.568
Изобарни	-0.006	-0.235	0.545	-0.100
MEC-CP	0.116	0.334	0.454	0.545
Релативистички	-0.025	-0.156	-0.042	-0.156
Укупни	0.071	-0.907	0.458	-0.211
Резултат				5 592
израчунавања				5.583
Експеримент				5.616(25)

Табела 6.6. Теоријски и експериментално израчунате вредности магнетних момената изотопа Sc и Cu са затвореном подљуском са неутронском конфигурацијом. Све вредности момената дате су у µ<sub>N</sub>.

	Ζ	Ν	Конфиг	урација	Schmidt	Теорија	Експеримент	Референце
								[Ohya et al,
<sup>41</sup> Sc	21	20	$\pi(f_{\pi/2})^1$	$v(f_{\pi/2})^0$	+5 794	+5 697	+5.431(2)	2007],
50	21	20	n(J7/2)	V () //2)	13.791	10.091	13.131(2)	[Proctor,
								Yu, 1951]
<sup>49</sup> Sc	21	28	$\pi(f_{7/2})^1$	$\nu(f_{7/2})^8$	+5.794	+5.583	+5.616(25)	овај рад
57 Cu	20	28	$\pi(n)^1$	$u(f)^8$	13 704	12 404	12 582(7)	[Callaghan
Cu	29	20	$n(p_{3/2})$	$V(J_7/2)$	+3.794	+2.404	+2.382(7)	et al,1973]
								[Charlwood
69 c	20	40	$\pi(n)^1$	$u(f)^6$	2704	12 974	2.94(1)	et al, 2010],
Cu	29	40	$n(p_{3/2})$	V(J <sub>5/2</sub> )	+3.794	+2.074	2.04(1)	[Cocolios
								et al, 2010]

### ЗАКЉУЧАК

Због своје изузетне тачности, метода нискотемпературских нуклеарних оријентација и даље представља једну од најбољих за одређивање вредности магнетног диполног момента атомских језгара. Централно место у овој докторској дисертацији, поред детаљног објашњења саме технике, њене сложености и прецизности заузимају експериментална и теоријска изучавања изотопа хафнијума и изотоп скандијума. У случају <sup>177</sup>Нf, урађена је комплетна спектроскопска анализа и одређен магнетни диполни момент. Изотопи хафнијума су генерално интересантни због својих специфичних особина, зато су поред овог изотопа испитивани још и <sup>179,180,182</sup>Hf. Закључци изведени на основу ових мерења послужиће у будућим експериментима. Наша мерења и анализе представљају део свеобухватних истраживања различитих група у овој области изотопа.

Представљени су резултати мерења угаоних расподела гама прелаза у распадима и резултати мерења нуклеарне магнетне резонанце на  $37/2^{-1}$  високим К изомерима језгра <sup>177</sup>Hf "on line" методом нискотемпературских нуклеарних оријентација. Измерени магнетни момент овог изомера износи 7.33(9)µ<sub>N</sub> а висока прецизност за E2/M1 мултиполне односе мешања добијена је за прелазе у групама изграђеним на  $23/2^{+}$ , 1.1 s, изомеру на енергији 1315.4 keV и на  $9/2^{+}$ , 0.663 ns, изомеру на 321.3 keV. Ново добијени резултати заједно са магнетним моментом и свим спектроскопским подацима за изотопе који се налазе у близини, изучавани су да би се тестирао степен до кога се претпоставка адитивности може узимати као поуздана за предвиђање момената високих К изомера у испитиваном региону. Овим изучавањем обухваћена је и детаљнија анализа (у поређењу са ранијим анализама) систематског понашања колективних  $g_R$  фактора и њихове зависности од броја протона и неутрона квазичестица  $n(\pi)$ ,  $n(\nu)$  "band-head" стања.

Добијени резултати у случају <sup>177</sup>Hf, сугеришу да треба наставити са истраживањима изотопа хафнијума и након трансформације ISOLDE колаборације у HIE-ISOLDE, која је тренутно у току, тако да се један од првих експеримената који ће се радити у будућности односи управо на преостале изотопе хафнијума.

Што се тиче изотопа скандијума, искоришћен је NMR-ON метод, којим је детектована резонантна деструкција (нарушење) асиметрије  $\beta$  зрака из језгара <sup>49</sup>Sc, имплантираних на ниским температурама у чисту феромагнетну матрицу. Добијена вредност нуклеарног магнетног момента је 5.616(25)  $\mu_N$ . Овај експеримент је био сложен у самој својој изведби јер је захтевао специфичне услове дотока снопа, што је детаљно објашњено у поглављу 6, а вредност нуклеарног магнетног момента је добијена са задовољавајућом тачношћу, а то је и био циљ овог експеримента. Добијени резултати се могу искористити за израчунавање ефективних g – фактора у опсегу језгра <sup>48</sup>Са коришћењем и других података о нуклеарној структури и ефеката измењивачких струја мезона. Дакле и ова вредност као и друге измерене вредности магнетног момента могу се инкорпорирати у детаљније теоријске прорачуне. Експериментално добијена вредност магнетног момента за изотоп <sup>49</sup>Sc се изузетно добро слаже са теоријским претпоставкама.

## ЛИТЕРАТУРА

- N. Alamanos, A. Gillibert, Selected Topics in Reaction Studies with Exotic Nuclei, Lect. Notes. Phys. 651, 295–337 (2004).
- [2] J. Al-Khalili, An Introduction to Halo Nuclei, Lect. Notes Phys.651, 77–112 (2004).
- [3] A. Arima, H. Hyuga, Mesons in Nuclei, Vol. II p. 717, Ed. M. Rho and D. Wilkinson North Holland Pub. Comp. (1979).
- [4] *A. Arima, K. Shimizu, W. Bentz, H. Hyuga*, Nuclear Magnetic Properties and Gamow-Teller Transitions, Advances in Nuclear Physics, Volume 18, 1 (1987).
- [5] P. Aufmuth, K. Heilig, A. Steudel, Changes in mean-square nuclear charge radii from optical isotope shifts, Atomic Data and Nuclear Data Tables, Volume 37, Issue 3, 455–490 (1987).
- [6] M. Avgoulea, Yu. P. Gangrsky, K. P. Marinova, S. G. Zemlyanoi, S. Fritzsche, D. Iablonskyi, C. Barbieri, E. C. Simpson, P. D. Stevenson, J. Billowes, P. Campbell, B. Cheal, B. Tordoff, M. L. Bissell, D. H. Forest, M. D. Gardner, G. Tungate, J. Huikari, A. Nieminen, H. Penttilä, J. Äystö, Nuclear charge radii and electromagnetic moments of radioactive scandium isotopes and isomers, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 38 025104 (2011).
- F. Bacon, J. A. Barclay, W. D. Brewer, D. A. Shirley, J. E. Templeton, Temperature-Independent Spin-Lattice Relaxation Time in Metals at Very Low Temperatures, Phys. Rev. B 5, 2397–2409 (1972).
- [8] B. Blaha, P. Dufek, K. Schwarz, H. Haas, Calculation of electric hyperfine interaction parameters in solids, Hyperfine Int.97/98, 3 (1996).
- [9] A. Bohr, B. Mottelson; Nuclear Structure, 2 vol., Benjamin (1969–1975). Volume 1: Single Particle Motion; Volume 2: Nuclear Deformations. Réédité par World Scientific Publishing Company (1998).
- [10] G. Bollen, Traps for Rare Isotopes, The Euroschool Lectures on Physics with Exotic Beams, Vol. I, Lecture Notes in Physics Volume 651, Springer, Berlin Heidelberg, 169-210 (2004).

- [11] N. Boos, F. Le Blanc, M. Krieg, J. Pinard, G. Huber, M. D. Lunney, D. Le Du, R. Meunier, M. Hussonnois, O. Constantinescu, J. B. Kim, Ch. Briançon, J. E. Crawford, H. T. Duong, Y. P. Gangrski, T. Kühl, B. N. Markov, Yu. Ts. Oganessian, P. Quentin, B. Roussière, J. Sauvage, Nuclear properties of the exotic high-spin isomer <sup>178</sup>Hf<sup>m2</sup> from collinear laser spectroscopy, Phys. Rev. Lett. 72, 2689–2692 (1994).
- [12] W. Brewer, D. Chaplin, Cryogenic methods and other tehnical aspects, Ch. 17, in: Low-temperature nuclear orientation, editors: N.J. Stone, H. Postma, Amsterdam ; New York : North-Holland ; New York : Sole distributors for the U.S.A. and Canada, Elsevier Science Pub. Co., (1986).
- [13] D.M. Brink, G.R. Satchler, Angular Momentum, Oxford University Press (1968).
- [14] B.A. Brown, B.H. Wildenthal, Empirically optimum M1 operator for sd-shell nuclei, Nuclear Physics A, Volume 474, Issue 2, Pages 290–306, (1987).
- [15] S. Büttgenbach, M. Herschel, G. Meisel, E. Schrödl, W. Witte, Measurement of the nuclear magnetic dipole moments of <sup>177</sup>Hf and <sup>179</sup>Hf with the atomic beam magnetic resonance method, Physics Letters B, Volume 43, Issue 6, Pages 479–480 (1973).
- [16] A. P. Byrne, A. E. Stuchbery, G. D. Dracoulis, M. P. Robinson, K. Vyvey, G. Noyens, Nuclear Structure '98, Gatlinburg, p12 (1998).
- [17] P.T. Callaghan, M.Kaplan, N.J.Stone, The Magnetic Dipole Moment of <sup>55</sup>Co, Nucl. Phys. A201 561 (1973).
- [18] D. Camp, A. Van Lehn, Finite Solid-Angle Corrections for Ge(Li) Detectors, Nuclear Instruments and Methods, Volume 76, 192-240, (1969).
- [19] B. Castel, I. S. Towner, Modern Theories of Nuclear Moments, Clarendon Press, Oxford, (1990).
- [20] F.C. Charlwood, J. Billowes, P. Campbell, B. Cheal, T. Eronen, D.H. Forest, S. Fritzsche, M. Honma, A. Jokinen, I.D. Moore, H. Penttilä, R. Powis, A. Saastamoinen, G. Tungate, J. Äystö, Ground state properties of manganese isotopes across the N=28 shell closure, Physics Letters B 690, 346–351 (2010).
- [21] T. E. Cocolios, A. N. Andreyev, B. Bastin, N. Bree, J. Büscher, J. Elseviers, J. Gentens, M. Huyse, Yu. Kudryavtsev, D. Pauwels, T. Sonoda, P. Van den Bergh, P. Van Duppen, Magnetic dipole moments of <sup>57,58,59</sup>Cu, Phys. Rev. C 81, 014314 (2010).

- [22] R. G. Cornwell, William Happer Jr., J. D. McCullen, Nuclear Moments of Sc<sup>43</sup> and Sc<sup>47</sup>, Phys. Rev. 141, 1106–1111 (1966).
- [23] R. Coussement, P. Put, G. Scheveneels, F. Hardeman, The theory of nuclear level mixing resonant spectroscopy, Hyperfine Interaction, Volume 23, Issue 3-4, pp 273-309 (1985).
- [24] *G. D. Dracoulis*, High-K states as a probe of nuclear structure, Physica Scripta Volume T88, 54 (2000).
- [25] R. D'Alarcao, P. Chowdhury, E. H. Seabury, P. M. Walker, C. Wheldon, I. Ahmad, M.
  P. Carpenter, G. Hackman, R. V. F. Janssens, T. L. Khoo, C. J. Lister, D. Nisius, P.
  Reiter, D. Seweryniak, I. Wiedenhoever, High-K isomers in neutron-rich hafnium nuclei at and beyond the stability line, Phys. Rev. C 59, R1227–R1231 (1999).
- [26] M. Dasgupta, G. D. Dracoulis, P. M. Walker, A. P. Byrne, T. Kibédi, F. G. Kondev, G. J. Lane, P. H. Regan, Competition between high-K states and rotational structures in <sup>177</sup>Ta, Phys. Rev. C 61, 044321 (2000).
- [27] H. De Vries, C.W. De Jager, C. De Vries, Nuclear charge-density-distribution parameters from elastic electron scattering, Atomic Data and Nuclear Data Tables, Volume 36, Issue 3, 495–536 (1987).
- [28] A. de-Shalit, I. Talmi, Nuclear Shell Theory, ed H. S. W. Massey, New York: Academic (1963).
- [29] R. Eder, I. Berkes, D.E. Brown, I.S. Grant, E. Hagn, P. Harding, R. Hassani, P. Herzog, B. Kastelein, A. Knipper, G. Marguier, M. Massaq, S. Ohya, H. Postma, J. Prinz, C. Richard-Serre, I. Romanski, K. Schlösser, N.J. Stone, W. Vanderpoorten, J. Vanhaverbeke, L. Vanneste, T. Wölfle, E. Zech, ISOLDE Collaboration, Nicole: New on-line orientation facility at ISOLDE/CERN, Hyp. Int. 59, 83-90 (1990).
- [30] G. Fricke, C. Bernhardt, K. Heilig, L.A. Schaller, L. Schellenberg, E.B. Shera, C.W. Dejager, Nuclear Ground State Charge Radii from Electromagnetic Interactions, Atomic Data and Nuclear Data Tables, Volume 60, Issue 2, 177–285 (1995).
- [31] M. Fujioka, S. Shibuya, N. Kawamura, A. Matsumoto, Y. Kimura, S. Hayashibe, T. Ishimatsu, R. Coussement, M. Rots, L. Hermans, Nuclear level-crossing resonance of the 398<sup>-</sup>keV 9/2<sup>+</sup> state of <sup>69</sup>Ge in a Zn single crystal, Hyperfine Interactions, Volume 16, Issue 1-4, 1017-1020 (1983).

- [32] Т. Giles, Докторска дисертација, 2001.
- [33] H. Grawe, Shell Model from a Practitioner's Point of View, In: The Euroschool Lectures on Physics With Exotic Beams, Vol. 1, ed. by J. Al-Khalili and E. Roeckl, Lect. Notes Phys. 651 (Springer, Berlin Heidelberg) pp. 33–75 (2004).
- [34] *W. D. Hamilton*, The Electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy, North-Holland Publishing Company (1975).
- [35] H. Hübel, C. Günther, K. Krien, H. Toschinski, K.-H. Speidel, B. Klemme, G. Kumbartzki, L. Gidefeldt, E. Bodenstedt, Magnetic properties of the 9/2 rotational band in <sup>177</sup>Hf, Nuclear Physics A, Volume 127, Issue 3, 609–621 (1969).
- [36] K. Heilig, A. Steudel, Changes in mean-square nuclear charge radii from optical isotope shifts, Atomic Data and Nuclear Data Tables, Volume 14, Issues 5–6, 613–638, Nuclear Charge and Moment Distributions (1974).
- [37] K.L.G. Heyde, The Nuclear Shell Model, 2nd ed. (Springer, Berlin Heidelberg 1994).
- [38] M. Honma, T. Otsuka, B. A. Brown, T. Mizusaki, New effective interaction for pf-shell nuclei and its implications for the stability of the N=Z=28 closed core, Phys. Rev. C 69, 034335 (2004).
- [39] M. Huyse, The Why and How of Radioactive-Beam Research, In: The Euroschool Lectures on Physics With Exotic Beams, Vol. 1, ed. by J. Al-Khalili and E. Roeckl, Lect. Notes Phys. 651, pp. 1–32 (Springer, Berlin Heidelberg 2004).
- [40] M. Ionescu-Bujora, A. Iordachescua, F. Brandolinib, M. De Polic, N. Mărgineana, N.H. Medinad, Zs. Podolyake, P. Pavanb, R.V. Ribasd, S.M. Lenzib, A. Gadeac, T. Martinezc, g factors of the 7/2<sup>+</sup> and 14<sup>+</sup> isomers in <sup>175,176</sup>W, Physics Letters B, Volume 495, Issues 3–4, 289–294 (2000).
- [41] H.C. Jain, L.O. Norlin, U. Rosengård, A. Filevich, E. Dafni, g-factor and structure of the 2256.3 keV high-spin K-isomer in <sup>182</sup>Re, Physics Letters B, Volume 202, Issue 2, 185–189 (1988).
- [42] E. N. Kaufmann, R. J. Vianden, The electric field gradient in noncubic metals, Rev. Mod. Phys. 51, 161–214 (1979).

- [43] E. Klein, Relaxation phenomena, Ch. 12, in: Low-temperature nuclear orientation, editors: N.J. Stone, H. Postma, Amsterdam ; New York : North-Holland ; New York : Sole distributors for the U.S.A. and Canada, Elsevier Science Pub. Co., (1986).
- [44] E. Konopinski, The Theory of Beta Radioactivity, Oxford Clarendon Press (1966).
- [45] S.E. Koonin, D.J. Dean, K. Langanke, Results from Shell Model Monte Carlo Studies, Ann.Rev.Nucl.Part.Sci. 47, 463-504 (1997).
- [46] K. Krane, Nuclear Orientation Formalism, Ch. 2, in: Low-temperature nuclear orientation, editors: N.J. Stone, H. Postma, Amsterdam ; New York : North-Holland ; New York : Sole distributors for the U.S.A. and Canada, Elsevier Science Pub. Co., (1986).
- [47] K.S. Krane, C.E. Olsen, W.A. Steyert, Nuclear orientation study of the decay of Lu<sup>m177</sup>, Phys.Rev. C10, 825-837 (1974).
- [48] K. Krane, Table of coefficients for analysis of angular distribution of gamma radiation from oriented nuclei, Tech.rep, Los Alamos National Laboratory, report LA-4677 Supplement II (August 1972).
- [49] М. Крмар, Докторска дисертација, 1996.
- [50] *М. Lindroos*, Докторска дисертација, 1993.
- [51] O. Lutz, The magnetic moment of <sup>45</sup>scandium, Physics Letters A, Volume 29, Issue 2, 58–59 (1969).
- [52] P. F. Mantica Jr., B. D. Kern, B. E. Zimmerman, W. B. Walters, J. Rikovska, N. J. Stone, The measurement of beta asymmetries at UNISOR/NOF using external plastic scintillator detectors, Hyperfine Interactions, Volume 75, Issue 1-4, 415-421 (1992).
- [53] G. Martínez-Pinedo, P. Schwerdtfeger, E. Caurier, K. Langanke, W. Nazarewicz, T. Söhnel, Nuclear Quadrupole Moment of <sup>57</sup>Fe from Microscopic Nuclear and Atomic Calculations, Phys. Rev. Lett. 87, 062701 (2001).
- [54] E. Matthias, W. Schneider, R.M. Steffen, Nuclear Level Splitting Caused by a Combined Electric Quadrupole and Magnetic Dipole Interaction, Phys. Rev. 125, 261– 268 (1962).
- [55] T. Minamisono, Y. Nojiri, K. Matsuta, K. Takeyama, A. Kitagawa, T. Ohtsubo, A. Ozawa, M. Izumi, Precision measurement of the magnetic moment of <sup>41</sup>Sc,  $I^{\pi} = \frac{7}{2^{-7}}$ ,

 $T_{1/2} = 0.59$  s and isoscalar g-factors of orbital and spin angular momenta, Nuclear Physics A, Volume 516, Issue 2, 365–384 (1990).

- [56] D.J. Morrissey, B.M. Sherrill, In-Flight Sepearation of Projectile Fragments, In: The Euroschool Lectures on Physics With Exotic Beams, Vol. 1, ed. by J. Al-Khalili and E. Roeckl, Lect. Notes Phys. 651, pp. 113–135 (Springer, Berlin Heidelberg 2004).
- [57] S. M. Mullins, A. P. Byrne, G. D. Dracoulis, T. R. McGoram, W. A. Seale, High-spin intrinsic and rotational states in the stable nucleus <sup>177</sup>Hf: Evidence for reactiondependent spin population, Phys. Rev. C 58, 831–845 (1998).
- [58] S.M. Mullins, G.D. Dracoulis, A.P. Byrne, T.R. McGoram, S. Bayer, W.A. Seale, F.G. Kondev, Rotational band on the 31 yr 16<sup>+</sup> isomer in <sup>178</sup>Hf, Physics Letters B, Volume 393, Issues 3–4, 279–284 (1997).
- [59] S. Muto, T. Ohtsubo, S. Ohya, K. Nishimura, Nuclear Magnetic Resonance on Oriented Nuclei in <sup>175</sup>HfFe, Hyperfine Interactions, Volume 158, Issue 1-4, 195-198 (2004).
- [60] W. D. Myers, , K-H. Schmidt, An update on droplet-model charge distributions, Nuclear Physics A, Volume 410, Issue 1, 61-73 (1983).
- [61] W.D. Myers, Droplet model isotope shifts and the neutron skin, Physics Letters B, Volume 30, Issue 7, 451–454 (1969).
- [62] W. D. Myers, W. J. Swiateckl, Nuclear masses and deformations, Nucl. Phys. 81:1-60 (1966).
- [63] R. Neugart, Collinear Fast-Beam Laser Spectroscopy, In: Progress in Atomic Spectroscopy – Part D, ed. by H.J. Beyer and H. Kleinpoppen, pp. 75–126 (Plenum Press, New York 1987).
- [64] *G. Neyens*, Nuclear magnetic and quadrupole moments for nuclear structure research on exotic nuclei, Reports on Progress in Physics, Vol.66, 633-389 (2003).
- [65] G. Neyens, S. Ternier, N. Coulier, K. Vyvey, R. Coussement, D.L. Balabanski, Influence of particle-core coupling on the quadrupole moment of 8<sup>+</sup> isomers in eveneven Po isotopes, Nuclear Physics A, Volume 625, Issue 3, 668–674 (1997).
- [66] A. Nieminen, P. Campbell, J. Billowes, D. H. Forest, J. A. R. Griffith, J. Huikari, A. Jokinen, I. D. Moore, R. Moore, G. Tungate, J. Äystö, On-Line Ion Cooling and Bunching for Collinear Laser Spectroscopy, Phys. Rev. Lett. 88, 094801 (2002).

- [67] T. Ohtsubo, Y. Kawamura, S. Ohya, T. Izumikawa, K. Nishimura, S. Muto, T. Shinozuka, Magnetic moment of <sup>48</sup>Sc, Hyperfine Interactions, Volume 180, Issue 1-3, 79-83 (2007).
- [68] S. Ohya, T. Ohtsubo, T. Izumikawa, K. Nishimura, S. Muto, T. Shinozuka, Hyperfine anomalies of Sc isotopes (A = 44, 44 m, 46 and 47) in iron, Hyperfine Interactions, Volume 180, Issue 1-3, 55-60 (2007).
- [69] N. A. F. M. Poppelier, P. W. M. Glaudemans, Particle-hole excitations in the <sup>208</sup>Pb mass region, Zeitschrift f
  ür Physik A Atomic Nuclei, Volume 329, Issue 3, 275-287 (1988).
- [70] *M. A. Preston, R. K. Bhaduri*, Structure of the Nucleus, Addison-Wesley Publishing Company (1975).
- [71] W. G. Proctor, F. C. Yu, On the Nuclear Magnetic Moments of Several Stable Isotopes, Phys. Rev. 81, 20–30 (1951).
- [72] P. Raghavan, Table of nuclear moments, Atomic Data and Nuclear Data Tables, Volume 42, Issue 2, 189–291 (1989).
- [73] G. N. Rao, Table of hyperfine fields for impurities in Fe, Co, Ni, Gd and Cr, Hyperfine Interactions, Volume 26, Issue 1-4, 1119-1193 (1985).
- [74] J. Rikovska, T. Giles, N. J. Stone, K. van Esbroeck, G. White, A. Wöhr, M. Veskovic, I. S. Towner, P. F. Mantica, J. I. Prisciandaro, D. J. Morrissey, V. N. Fedoseyev, V. I. Mishin, U. Köster, W. B. Walters, the NICOLE and ISOLDE Collaboration, First On-Line Beta-NMR on Oriented Nuclei: Magnetic Dipole Moments of the (vp1/2)<sup>-1</sup> 1/2<sup>-</sup> Ground State in <sup>67</sup>Ni and (πp3/2)<sup>+1</sup> 3/2<sup>-</sup> Ground State in <sup>69</sup>Cu, Phys. Rev. Lett. 85, 1392–1395 (2000).
- [75] P. Ring, P. Schuck, The Nuclear Many-Body Problem (Springer, New York 1980).
- [76] *T.L. Shaw, N.J. Stone*, Nuclear spin-lattice relaxation attenuation coefficients for use in on-line nuclear orientation experiments, Atomic Data and Nuclear Data Tables, Volume 42, Issue 2, 339–363 (1989).
- [77] *N.A. Smirnova, P.-H. Heenen, G. Neyens*, Self-consistent approach to deformation of intruder states in neutron-deficient Pb and Po, Phys.Lett. B569, 151-158 (2003).

- [78] K.-H. Speidel, R. Ernst, O. Kenn, J. Gerber, P. Maier-Komor, N. Benczer-Koller, G. Kumbartzki, L. Zamick, M. S. Fayache, Y. Y. Sharon, Core polarization in the light of new experimental g factors of fp shell, N=28, isotones, Phys. Rev. C 62, 031301(R) (2000).
- [79] J. R. Stone, G. Goldring, N. J. Stone, N. Severijns, M. Hass, D. Zakoucky, T. Giles, U. Köster, I. S. Kraev, S. Lakshmi, M. Lindroos, F. Wauters, Confirmation of parity violation in the γ decay of <sup>180</sup>Hf<sup>m</sup>, Phys. Rev. C 76, 025502 (2007).
- [80] *N.J. Stone*, Table of nuclear magnetic dipole and electric quadrupole moments, Atomic Data and Nuclear Data Tables 90, 75–176 (2005).
- [81] *N. Stone, H.Postma* (Eds.), Low-Temperature Nuclear Orientation, North-Holland, Amsterdam (1986).
- [82] N. Stone, Hyperfine interactions in magnetic solids, Ch. 8, in: Low-temperature nuclear orientation, editors: N.J. Stone, H. Postma, Amsterdam ; New York : North-Holland ; New York : Sole distributors for the U.S.A. and Canada, Elsevier Science Pub. Co., (1986).
- [83] N. Stone, Nuclear magnetic resonance of oriented nuclei, Continuous wave methods, Ch. 13, in: Low-temperature nuclear orientation, editors: N.J. Stone, H. Postma, Amsterdam ; New York : North-Holland ; New York : Sole distributors for the U.S.A. and Canada, Elsevier Science Pub. Co., (1986).
- [84] N. J. Stone, Table of Nuclear Magnetic Dipole and Electric quadruple Moments, IAEA Nuclear Data Section Report INDC(NDS)-0594 (April 2011).
- [85] C. Strachan, The Theory of Beta Decay, Oxford Pergamon (1969).
- [86] P. Thakur, V. Kumar, A. K. Bhati, S. C. Bedi, R. P. Singh, R. K. Bhowmik, A. E. Stuchbery, Nuclear g-factor measurements of the 9/2<sup>-</sup> and 21/2<sup>-</sup> isomeric states in <sup>173</sup>Ta, Phys. Rev. C 74, 034329 (2006).
- [87] *I.S. Towner*, Quenching of spin matrix elements in nuclei, Physics Reports, Volume 155, Issue 5, Pages 263–377 (1987).
- [88] *I.S. Towner, F.C. Khanna*, Corrections to the single-particle M1 and Gamow-Teller matrix elements, Nuclear Physics A, Volume 399, Issue 2, 334–364 (1983).

- [89] *P. Van Duppen*, Isotope Separation On Line and Post Acceleration, In: The Euroschool Lectures on Physics with Exotic Beams, Vol.2, ed.by J. Al-Khalili, E. Roeckl (2006).
- [90] P. Van Duppen, A. Andreyeva, J. Äystöb, A.-H. Evensenc, M. Huhtab, M. Huysea, A. Jokinenb, M. Karnyd, E. Kuglerc, J. Kurpetad, J. Lettryc, A. Nieminenb, A. Plochockid, M. Ramdhanee, H.L. Ravnc, K. Rykaczewskic, J. Szerypoc, G. Walterd, A. Wöhra, ISOLDE collaboration, A new pulsed release method for element selective production of neutron rich isotopes near <sup>208</sup>Pb, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, Volume 134, Issue 2, 267–270 (1998).
- [91] L. Vanneste, Alpha- and beta-emission from oriented nuclei, Ch. 3, in: Low-temperature nuclear orientation, editors: N.J. Stone, H. Postma, Amsterdam ; New York : North-Holland ; New York : Sole distributors for the U.S.A. and Canada, Elsevier Science Pub. Co., (1986).
- [92] L. Vermeeren, R. E. Silverans, P. Lievens, A. Klein, R. Neugart, Ch. Schulz, F. Buchinger, Ultrasensitive radioactive detection of collinear-laser optical pumping: measurement of the nuclear charge radius of <sup>50</sup>Ca, Phys. Rev. Lett. 68, 1679-1682 (1992).
- [93] *R. Vianden*, Electric field gradients in metals, Hyperfine Interactions, Volume 35, Issue 1-4, pp 1077-1118 (1987).
- [94] *R. Vianden*, Systematics of electric field gradients in metals, Hyperfine Interactions, Volume 15, Issue 1-4, 189-201 (1983).
- [95] K. Vyvey, A.M. Oros-Peusquens, G. Neyens, D.L Balabanski, D. Borremansa, S. Chmele, N. Couliera, R. Coussementa, G. Georgieva, H. Hübele, N. Nenoffe, D. Rossbache, S. Teughelsa, K. Heydef, Quadrupole moments of the 11<sup>-</sup> intruder isomers in <sup>194,196</sup>Pb in the particle-core coupling model, Physics Letters B, Volume 538, Issues 1–2, 33–38 (2002).
- [96] P. Walker, G. Dracoulis, Energy traps in atomic nuclei, Nature 399, 35-40 (1999).
- [97] P.M. Walker, D. Ward, O. Häusser, H.R. Andrews, T. Faestermann, g-factors for <sup>172</sup>, <sup>173, 174, 178</sup>Hf K-isomers, Nuclear Physics A, Volume 349, Issues 1–2, 1–9 (1980).
- [98] F. Wauters, Докторска дисертација, 2009.
- [99] G. White, Докторска дисертација, 1999.

- [100] J. Wouters, N. Severijns, J. Vanhaverbeke, L. Vanneste, Magnetic moments of Po isotopes and the quenching of nuclear magnetism in the <sup>208</sup>Pb region, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 17 1673 (1991).
- [101] C. S. Wu, S. A. Moszkowski, Beta decay, New York, N.Y.: Interscience (1966).
- [102] C. S. Wu, E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoppes, R. P. Hudson, Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay, Phys. Rev. 105, 1413–1415 (1957).



## БИОГРАФИЈА



Јована Николов рођена је 13.јануара 1985.године у Бору. После завршене Гимназије "Бора Станковић" у Бору, уписала је Природно-математички факултет, Универзитета у Новом Саду, где је дипломирала 29.јуна 2009.године на смеру дипломирани физичар. 1. септембра 2009.године изабрана је у звање истраживач-приправник, а од 1. децембра 2009.године запослена је на Природноматематичком факултету, Универзитета у Новом Саду, на Катедри за нуклеарну физику.

Тренутно је као истраживач-сарадник ангажована на два пројекта Министарства образовања, науке и технолошког развоја: ОИ171002 *Нуклеарне методе истраживања ретких процеса и космичког зрачења* и ИИИ43002 *Биосенсинг Технологије и Глобални Систем за Континуирано Истраживање и Интегрисано Управљање Екосистемима*. На Департману за физику ангажована је као асистент на групи предмета из нуклеарне физике и физике елементарних честица, као и на Биофизици за студенте фармације.

Од 2010.године, Јована Николов је део истраживачких тимова у оквиру ISOLDE - NICOLE колаборације у CERN-у, а од 2011.године и POLAREX колаборације на Универзитету у Орсеју (Француска).

### УНИВЕРЗИТЕТ У НОВОМ САДУ ПРИРОДНО-МАТЕМАТИЧКИ ФАКУЛТЕТ КЉУЧНА ДОКУМЕНТАЦИЈСКА ИНФОРМАЦИЈА

Редни број: РДБ	
Идентификациони број: ИДБ	
Тип документације: ТД	Монографска дисертација
Тип записа:: ТЗ	Текстуални штампани материјал
Врста рада: ВР	Докторска дисертација
Име и презиме аутора: АУ	Јована Николов
Ментор: МН	проф др. Мирослав Весковић
Наслов рада: НР	Изучавање нуклеарне структуре методама нискотемпературских нуклеарних оријентација
Језик публикације: ЈП	Српски, ћирилица
Језик извода: ЈИ	Српски
Земља публиковања: 3П	Република Србија
Уже географско подручје: УГП	Војводина
Година: ГО	2013.
Издавач: ИЗ	ауторски репринт
Место и адреса: МА	ПМФ, Трг Доситеја Обрадовића 4, Нови Сад

Физички опис рада:	(6 поглавља/ 169 страна / 42 слике,
ΦΟ	графикони / 13 табела /102 референце)
Научна област: НО	Физика
--------------------------	---
Научна дисциплина: НД	Нуклеарна физика
Кључне речи:	нискотемпературске нуклеарне оријентације,
	магнетни диполни момент
чува се. ЧУ	Сад, Трг Доситеја Обрадовића 4
Важна напомена: ВН	
Извод: ИЗ	У оквиру овог рада дат је детаљан приказ основних параметара који дефинишу нуклеарну структуру са циљем да би се што је могуће боље разумеле особине језгара која су мерена у експериментима описаним у овој дисертацији. Причу о структури језгра започињемо дефинисањем нуклеарних момената, затим преко дефиниције појма нуклеарних оријентација, формализма нуклеарних оријентација, нуклеарне магнетне резонанце и времена релаксације долазимо до експерименталног дела. У експерименталном делу описане су мерне технике и објашњен принцип функционисања апаратуре коришћене у експериментима. Циљ експеримената био је изучавање структуре језгра хафнијума <sup>177</sup> Нf и језгра скандијума <sup>49</sup> Sc методом нискотемпературских нуклеарних оријентација. Зашто нам је баш магнетни диполни момент интересантан? Магнетни иполни момент представља један од најтачнијих података који се може добити као карактеристика изучаваног језгра. Чему даље служи позната експериментално добијена вредност магнетног момента? Стално преплитање теорије и експеримента овде добија свој прави смисао, наиме, да би се неки теоријски модел што је могуће тачније формулисао не може се без мерења, а само мерење не функционице уколико не постоји

	предвиђање неког теоријског модела. Па самим
	тим и прецизна вредност магнетног диполног
	момента омогућава прилагођавање и можемо
	слободно рећи "фино подешавање" теоријског
	модела за операторе и таласне функције са
	поменутом тачношћу. Неки други параметри
	који нам дефинишу природу самог језгра, попут
	мултиполности прелаза, спинова и парности
	могу се мерити и другим техникама, рецимо
	преко угаоних корелација, али у том случају се
	мере коинциденције, док се предност методе
	нискотемпературских нуклеарних оријентација
	огледа у чињеници да се добијају такозвани
	"single" (директни) спектри што олакшава
	анализу и повећава тачност мерења, међутим и
	то са друге стране има своју "цену" а то је
	сложеност технике нискотемпературских
	нуклеарних оријентација, која захтева посебне
	услове и изузетно пажљиво и прецизно руковање
	(високи вакуум и изузетно ниске температуре
	око 10 mK).
Датум прихватања теме од	
стране НН већа:	15.03.2012.
ДП	
Датум одбране:	
DO	
Чланови комисије:	председник: Проф. др Иштван Бикит,
КО	редовни професор ПМФ, Нови Сад
	члан: Проф. др Миодраг Крмар, редовни
	професор, ПМФ, Нови Сад
	члан: Проф. др Петар Аџић, редовни
	професор Физиког факултета, Београд
	члан: Проф.др Мирослав Весковић, редовни
	професор ПМФ, Нови Сад (ментор)

## University of Novi Sad Faculty of sciences Key word documentation

Accession number: ANO	
Identification number: INO	
Document type: DT	Monograph documentation
Type of record: TR	Textual printed material
Contents code: CC	PhD dissertation
Author: AU	Jovana Nikolov
Mentor: MN	dr Miroslav Veskovic, full professor
Title: TI	
Language of text: LT	Serbian/Cyrillic
Language of abstract: LA	Serbian
Country of publication: CP	Serbia
Locality of publication: LP	Vojvodina
Publication year: PY	2013.
Publisher: PU	Author reprint
Publication place: PP	PMF, Trg Dositeja Obradovića 3, Novi Sad

Physical description: PD	
Scientific field SF	Physics
Scientific discipline SD	Nuclear physics
Subject, Key words SKW	Study of the nuclear structure by low temperature nuclear orientation method, low temperature nuclear orientation, magnetic dipole moment
UC	
Holding data: HD	
Note: N	
Abstract: AB	This paper provides a detailed overview of the basic parameters that define the nuclear structure in order to understand the properties of nuclei that are measured in the experiments described in this dissertation. The starting point in explaining structure of the nuclei begin with defining the nuclear moments, followed by the definition of nuclear orientation, the formalism of nuclear orientation, nuclear magnetic resonance and relaxation time we come to the experimental part of this work. In the experimental part of the apper the measurement techniques are described and explanation of the principle of operation of the apparatus used in the experiments is given. The aim of the experiments was to study the nuclear structure of hafnium <sup>177</sup> Hf and scandium <sup>49</sup> Sc by low-temperature nuclear orientation method. Why we measure magnetic dipole moments? Magnetic moment as a parameter of nuclear structure is very important because it can be measured with extreme accuracy of the order of 10 <sup>-3</sup> . This feature is one of the most accurate data that can be obtained as a characteristic of the examined nuclei. What we do next with experimentally measured magnetic moment? Constantly interweaving of theory and experiment here gets its true meaning, to get a

	have to measure magnetic moment, and just measuring does not work if there is no prediction of a theoretical model. And therefore the precise value of the magnetic dipole moment is very important in order to adjust and do the "fine tuning" of the theoretical model for operators and wave functions with the mentioned accuracy. Some other parameters that define the structure of the nucleus, such as multipolarity transitions, spin and parity can be measured by other techniques, such as angular correlation, but in this case, we measure the coincidences, while in low-temperature nuclear orientation we have "single" spectra which facilitate analysis and enhance the accuracy of the measurement. However, LTNO method is more complex technique, which requires special conditions and extremely careful and precise handling (high vacuum and extremely low temperatures around 10 mK).
Accepted on Scientific Board on: AS	15 <sup>th</sup> March, 2012.
Defended: DE	
Thesis Defend Board: DB	president: dr Ištvan Bikit, full professor member: dr Miodrag Krmar, full professor member: dr Petar Adžić, full professor member: dr Miroslav Veskovic, full professor (mentor)