

1999

« Noyau, champ et cortège »

Maubuisson, 18^{ème} session, 13-18 septembre 1999

Table des matières détaillée

Avant-propos C. Le Brun	p. i
I - Explorer le noyau par l'interaction électromagnétique C. Leclercq-Willain	p. 2
II - Introduction à la physique du laser C. Rouyer	p. 71
III - Mesures des propriétés statiques des noyaux : utilisation des pièges ioniques D. Lunney	p. 85
IV - Excitation coulombienne des noyaux J. Kiener	p. 119
V - Etude des propriétés statiques des noyaux : utilisation de lasers F. Le Blanc	p. 150
VI - Couplage noyau – cortège électronique et excitation du noyau par des lasers intenses J.-F. Chemin, V. Méot	p. 201
VII - Mesures des propriétés statiques et dynamiques des noyaux : utilisation de champ magnétique G. Neyens	p. 256
VIII - Couplage noyau – Champ électromagnétique : de la mesure à son interprétation M.-G. Porquet	p. 289
IX - Exploration du milieu vivant par microsonde nucléaire P. Moretto	p. 321
Séminaires Jeunes	p. 347
Liste des participants	p. 353

ECOLE INTERNATIONALE JOLIOT-CURIE
DE PHYSIQUE NUCLEAIRE

Maubuisson, France

18^{ème} session, 13-18 Septembre 1999

L'Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules du CNRS

en collaboration avec

La Direction des Sciences de la Matière du CEA,

le Fonds National de la Recherche Scientifique de Belgique

et le Service de Physique Nucléaire du CEA/DAM

NOYAU, CHAMP ET CORTEGE

Ch. LECLERCQ-WILLAIN

C. ROUYER

D. LUNNEY

J. KIENER

F. LE BLANC

J.-F. CHEMIN

V. MEOT

G. NEYENS

M.-G. PORQUET

Ph. MORETTO

Conseil Scientifique

Y. ABGRALL (CEN Bordeaux), N. ALAMANOS (CEA Saclay), F. AZAIEZ (IPN Orsay), J.-P. BLAIZOT (CEA Saclay), B. BLANK (CEN Bordeaux), P. BONCHE (CEA Saclay), Ph. CHOMAZ (GANIL Caen), J. CUGNON (U Liège), G. DUCHÊNE (IReS Strasbourg), Y. EL MASRI (UC Louvain), R. FRASCARIA (IPN Orsay), J. GOSSET (CEA Saclay), D. GOUTTE (CEA Bruyères-le-Châtel), J.-Y. GROSSIORD (IPN Lyon), P.-H. HEENEN (UL Bruxelles), C. LE BRUN (LPC Caen), C. LECLERCQ-WILLAIN (UL Bruxelles), A. LEFEBVRE (CSNSM Orsay), M. LEWITOWICZ (GANIL Caen), J.-F. MATHIOT (LPC Clermont), J. MEYER (IPN Lyon), Ch. MIEHE (IReS Strasbourg), J.-A. PINSTON (ISN Grenoble), F. SEBILLE (SUBATECH Nantes), C. SEMAY (U Mons), B. SILVESTRE-BRAC (ISN Grenoble), E. SURAUD (LPQ Toulouse).

Comité d'Organisation

Y. ABGRALL, F. AZAIEZ, D. GOUTTE, P.-H. HEENEN, Ch. LE BRUN

Cours enseignés aux précédentes sessions de l'Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire :

- 1982 : COLLISIONS NUCLEAIRES AUX ENERGIES VOISINES DE L'ENERGIE DE FERMI
H. Flocard, J. Hüfner, J. Richert, B. Tamain, R. Babinet, J. Cugnon, D. Guerreau, C. Guet,
J. Menet, H. Pirner
- 1983 : STRUCTURE NUCLEAIRE AUX FRONTIERES DE LA STABILITE
J.-P. Blaizot, M. Epherre, C. Mahaux, M. Meyer, H. Sergolle, Z. Szymanski, S. Della Negra,
J. Delorme, S. Gales, D. Gogny, B. Haas, J.-P. Vivien.
- 1984 : MESONS, BARYONS, QUARKS ET PHYSIQUE NUCLEAIRE
B. Desplanques, B. Frois, U. Gastaldi, E. Predazzi, G. Ripka, J. Arvieux, J.-J. Aubert,
M. Ericson, G. London, B. Vignon.
- 1985 : LA MATIERE NUCLEAIRE DANS TOUS SES ETATS
P. Bonche, J. Cugnon, R. Babinet, J.-F. Mathiot, L. Van Hove, M. Buenerd, J. Galin, M.-C. Lemaire,
J. Meyer.
- 1986 : SYMETRIES ET PHYSIQUE NUCLEAIRE
P. Depommier, S. Gales, Nguyen Van Giai, P. Guichon, P. Schuck, D. Goutte, M. Vergnes,
M. Avenier, P. Hubert, G. Girardi, B. Loiseau.
- 1987 : AU-DELA DU CHAMP MOYEN
K. Dietrich, G.-J. Wagner, C. Grégoire, X. Campi, B. Silvestre-Brac, S. Platchkov, B. Mayer,
Y. Abgrall, O. Bohigas, P. Grangé, C. Signarbieux.
- 1988 : a/ INSTRUMENTATION EN PHYSIQUE NUCLEAIRE ET PHYSIQUE DES PARTICULES
F. Sauli, V. Comparat, M. Suffert, J. Séguinot, P. Farthouat, R. Wigmans, B. Equer, D. L'Hôte,
L. Fayard, H. Videau, J.-M. Durand, A. Boudart, H. Fanet, F. Bourgeois, D. Perret-Gallix,
L. Gonzalez-Mestres (*en vente aux éditions de Physique, Paris*)
- b/ LA RECHERCHE DU PLASMA DE QUARKS ET DE GLUONS : LES COLLISIONS D'IONS
LOURDS ULTRARELATIVISTES - ANALYSE MULTIDIMENSIONNELLE
J.-P. Blaizot, J.-N. Capdevielle, A. Capella, J. Gosset, G. Landaud, P. Lutz, A. Morel, B. Pire,
D. Vautherin.
- 1989 : NUCLEONS DANS LE NOYAU, MAIS ENCORE...
P. Grangé, J.-F. Mathiot, M. Ericson, H.-J. Pirner, M. Roy-Stephan, J. Delorme, R. Frascaria,
S. Gales, A. Magnon, M. Arnould.
- 1990 : LA PHYSIQUE NUCLEAIRE DU LABORATOIRE AUX ETOILES
N. Prantzos, M. Arnould, E. Schatzman, J.-P. Thibaud, P. Descouvemont, J.-P. Dufour,
P. Quentin, E. Suraud, R. Schaeffer.
- 1991 : LES NOYAUX EN PLEINES FORMES
Z. Szymanski, P.-H. Heenen, J.-F. Berger, K. Heyde, B. Haas, R. Janssens, D. Paya, D. Gogny,
G. Huber, S. Bjørnholm, M. Brack.
- 1992 : MATIERE HADRONIQUE OU...AUJOURD'HUI ET DEMAIN AVEC LES ELECTRONS
V. Breton, H. Fonvieille, B. Frois, R. Van de Vyver, G. Smadja, J. Martino, J.-P. Blaizot, J.-F. Mathiot,
P. Vernin, X. Artru, J. Remillieux
- 1993 : LES NOYAUX EN 1993 : *une nouvelle façon d'exister*
J. Meyer, G. Sletten, S. Gales, A. Mueller, D. Vautherin, J.-P. Dufour, P. Armbruster, B. Tamain,
P. Leleux, M. Belakhovsky.

- 1994 : **PHYSIQUE NUCLEAIRE INSTRUMENTALE** : *des éléments pour un bon choix*
Ch. Bourgeois, J.-M. Brom, Y. El Masri, W. Mittig, D. L'Hôte, J.-P. Didelez, P. Desesquelles,
F. Hannachi, G. Fournier, M. Maire, L. Valentin.
- 1995 : **NOYAUX EN COLLISIONS**
R. Balian, B. Remaud, E. Suraud, D. Durand, A. Gobbi, J. Cugnon, O. Drapier, J. Govaerts,
R. Prieels.
- 1996 : **PRODUCTION D'ENERGIE NUCLEAIRE ET TRAITEMENT DES DECHETS** : *des filières
d'aujourd'hui aux solutions innovantes*
J.-P. Dufour, G. Barreau, P. Reuss, J. Cugnon, J. Fréhaut, Y. Quéré, H. Métivier,
J.-P. Schapira, J.-M. Cavedon, M. Delpech, J.-M. Loiseaux, J.-M. Lagniel, S. Leray.
- 1997 : **STRUCTURE NUCLEAIRE** : *un nouvel horizon*
J.-F. Mathiot, J.-P. Blaizot, A. Poves, P.-H. Heenen, Ph. Chomaz, P. Van Duppen, N. Orr, B. Gall,
W.R. Phillips, P. Hello
- 1998 : **MATIERE HADRONIQUE** : *de la structure du nucléon au déconfinement des quarks*
M. Knecht, P. Guichon, J.-Y. Ollitrault, C. Cavata, H.-J. Pirner, S. Kox, G. Chanfray, C. Kuhn,
M. Gonin, O. Sorlin

Ces cours peuvent être consultés dans les bibliothèques des laboratoires de l'IN2P3, du CEA, du FNRS belge et au CERN. Les cours 1989, 1996, 1997, 1998 encore disponibles peuvent être obtenus sur demande auprès de :

Pascale CHAMBON
CEN Bordeaux
BP 120
33175 GRADIGNAN Cedex - France
☎ 05 57 12 08 49
E-mail : chambon@cenbg.in2p3.fr

TABLE DES MATIERES

AVANT-PROPOS

Ch. LE BRUN

EXPLORER LE NOYAU PAR L'INTERACTION ELECTROMAGNETIQUE

Ch. LECLERCQ-WILLAIN

1.	Introduction	2
2.	Description du champ électromagnétique	2
3.	Transitions radiatives nucléaires	15
3.1	Hamiltonien d'interaction et éléments de matrice de transition	15
3.2	Approximation des grandes longueurs d'onde.....	18
3.3	Probabilités de transition réduites, ordre de grandeur et règles de sélection	20
3.4	Estimation sur base d'un modèle à 1 nucléon.....	21
3.5	Règles de sélection en isospin des transitions radiatives	27
3.6	Corrections de centre de masse	28
3.7	Transitions défavorisées E_1, M_1	30
3.8	Etude qualitative des transitions E_L, M_L	32
4.	La conversion interne	41
4.1	Généralités.....	41
4.2	Etude qualitative des coefficients de conversion interne	46
4.3	Calcul détaillé de la conversion interne	50
4.4	Données numériques	53
4.5	Tables	54
5.	Analyse de quelques spectres	54
5.1	Exemple de la décroissance de l'état ^{108m}Ag	54
5.2	Exemple de la décroissance de l'état ^{180m}Hf	55
5.3	Exemple du spectre ^{177}Hf	56
5.4	Isomères proches de la "drip-line" proton	56
	Appendices	65
A.	Quelques formules	65
B.	Passage des solutions en ondes planes aux solutions en ondes sphériques	66
C.	Conversion interne.....	67
	Références	70

INTRODUCTION A LA PHYSIQUE DU LASER

C. ROUYER

1.	Généralités.....	71
1.1	Les dimensions importantes	71
1.2	Les grandes gammes de lasers utilisés pour l'interaction	72
1.3	L'histoire	72
2.	Principes et dimensionnements	73
2.1	Rappels des principes mis en œuvre.....	73
2.2	Le dimensionnement d'un laser de puissance.....	78
2.3	Le dimensionnement d'un laser U.H.I.	82

MESURES DES PROPRIETES STATIQUES DES NOYAUX : UTILISATION DES PIEGES IONIQUES

D. LUNNEY

I.	Introduction : pourquoi piéger un ion ?	85
II.	Comment piéger un ion ?	86
	II.A Généralités sur le fonctionnement des pièges	86
	II.B Le piège de Penning (magnétique)	88
	II.C Le piège de Paul (électrique)	91
	II.D Le piège à faisceau à électrons	94
	II.E Le piège magnéto-optique à atomes	94
III.	Refroidissement d'ions piégés	
	III.A Généralités et survol des différentes techniques	94
	III.B Refroidissement par gaz tampon	96
IV.	Survol de la physique faite avec des ions piégés	100
V.	L'application des pièges en spectrométrie de masse	104
	V.A Les mesures de masse des noyaux exotiques	105
	V.B Rayon de charge et moments nucléaires	111
	V.C L'interaction faible	111
VI.	Manipulation des faisceaux radioactifs avec des pièges	112
VII.	Sommaire	113
	Références	117

EXCITATION COULOMBIENNE DES NOYAUX

J. KIENER

1.	L'image	119
2.	Théorie semiclassique de l'excitation Coulombienne	121
	2.1 Approximation semiclassique	122
	2.2 Théorie de la perturbation au premier ordre	123
	2.3 Photons virtuels (équivalents, quasi-réels)	124
3.	Expériences 1 : énergies sous-Coulombiennes	125
	3.1 Un "cas d'école"	125
	3.2 Déorientation	127
	3.3 Théorie de la perturbation au deuxième ordre	128
	3.4 Excitation multiple	130
4.	Expériences 2 : énergies intermédiaires	131
	4.1 Expériences récentes avec faisceaux radioactifs	133
	4.2 Noyaux à halo et soft dipole résonance	136
5.	Applications of Coulomb breakup to nuclear astrophysics	138
	5.1 Introduction	138
	5.2 The Coulomb breakup method	139
	5.3 Applications to nuclear astrophysics	140
6.	Conclusion	142
7.	Annexe A	144
8.	Annexe B	146
	Références	147

ETUDE DES PROPRIETES STATIQUES DES NOYAUX : UTILISATION DE LASERS

F. LE BLANC

	Introduction	150
	L'INTERACTION HYPERFINE	
I.	La structure fine	153
II.	La structure hyperfine	155
	A. L'interaction magnétique	156
	B. L'interaction électrostatique	158
	C. Les transitions hyperfines	159

III. Le déplacement isotopique.....	161
A. Le déplacement isotopique de masse	162
B. Le déplacement isotopique de volume	164
IV. Application d'un champ extérieur	171
A. L'effet Zeeman.....	172
B. L'effet Paschen-Back	173
C. Effet en champ intermédiaire.....	174
D. Les transitions à l'intérieur du multiplet.....	175
METHODES EXPERIMENTALES DE SPECTROSCOPIE LASER	
I. La spectroscopie colinéaire.....	176
A. Principe de la spectroscopie colinéaire	176
B. Les différentes étapes de la spectroscopie colinéaire.....	177
II. La méthode R.I.S.....	180
A. Principe de la spectroscopie par ionisation résonante.....	180
B. L'exemple de l'expérience COMPLIS (Collaboration for spectroscopy Measurements using a Pulsed Laser Ion Source).....	181
III. Conclusion.....	182
SPECTROSCOPIE RADIOFREQUENCE COUPLEE AU LASER	
I. La méthode β -NMR	185
II. La méthode ABMR (Atomic Beam Magnetic Resonance).....	188
A. Principe expérimental.....	189
B. Mesure de A.....	189
C. Mesure de g_I	190
III. La double spectroscopie laser et RF avec des trappes	193
A. Détermination de la structure hyperfine complète	193
B. Mesure du facteur g_I	195
Conclusion.....	197
Bibliographie.....	199

COUPLAGE NOYAU - CORTEGE ELECTRONIQUE ET EXCITATION DU NOYAU PAR DES LASERS INTENSES

J.-F. CHEMIN - V. MEOT

I. Introduction	201
II. Relation entre les lois d'échelles dans les systèmes atomiques et dans les systèmes nucléaires.....	201
II.1 Dimensions relatives.....	201
II.2 Niveaux d'énergie électronique et nucléaire.....	202
II.3 Comparaison des durées de vie relatives des états excités du cortège et du noyau.....	203
III. L'excitation du cortège électronique	205
III.1 Généralités	205
III.2 Ionisation d'un projectile par passage dans une cible solide ou gazeuse.....	206
III.3 Etat de charge dans un plasma.....	207
IV. Influence de l'état de charge sur les décroissances radioactives	208
IV.1 Décroissances isobariques.....	208
IV.2 Décroissances électromagnétiques.....	213
V. Variation de la période dans le ^{125}Te en fonction de son état de charge	218
V.1 Blocage de la conversion interne.....	218
V.2 Conversion interne entre états liés du cortège électronique.....	220
VI. Excitation nucléaire par une transition électronique liée-liée.....	227
VI.1 L'effet NEET	227
VI.2 L'effet NEET dans les plasmas	237
VII. Conclusion.....	251
Références	253

MESURES DES PROPRIETES STATIQUES ET DYNAMIQUES DES NOYAUX : UTILISATION DE CHAMP MAGNETIQUE

G. NEYENS

I. Introduction	256
II. Basic principles to measure moments of short-lived nuclei.....	258
II.1 Production and selection of short-lived activity	258
II.2 Orientation of the nuclear spins : the density matrix.....	259
II.3 Perturbation of the spin-orientation by interaction with EM fields.....	263
II.4 Measure the change of the spin-orientation : angular distribution of the radiation	267
III. Some examples of experimental techniques	268
III.1 As a function of time : TDPAD.....	268
III.2 As a function of an applied RF-frequency : NMR, NQR.....	270
III.3 As a function of the static field B_0 : LMR and LEMS.....	271
III.4 Comparison and applicability of the presented techniques.....	274
IV. The level mixing formalism : from quantum mechanical curiosity to a nuclear physics method	276
IV.1 The combined interaction system and the density matrix approach	276
IV.2 Perturbation of the nuclear orientation by the level mixing interaction : The perturbation factor.....	282
IV.3 A typical feature of LMR : transfer of alignment into polarization.....	284
V. Conclusion.....	286
References	286

COUPLAGE NOYAU - CHAMP ELECTROMAGNETIQUE : *de la mesure à son interprétation*

M.-G. PORQUET

I. Introduction	289
II. Quelques rappels et définitions	290
II.1 Moments multipolaires	290
II.2 Opérateurs multipolaires électriques et magnétiques	290
II.3 Eléments de matrice réduits	291
III. Noyaux sphériques : modèles à une particule	292
III.1 Généralités sur le potentiel central	292
III.2 Calcul du moment dipolaire magnétique.....	293
III.3 Calcul du moment quadropolaire électrique.....	294
III.4 Estimations de Weisskopf	294
III.5 Systématiques de probabilités de transition réduites.....	296
III.6 Potentiels réalistes	297
IV. Noyaux sphériques : calculs avec mélanges de configurations.....	299
V. Noyaux déformés : modèles collectifs	301
V.1 Description de la forme nucléaire	301
V.2 Dynamique d'un noyau pair-pair : mouvement de vibration	306
V.3 Dynamique d'un noyau pair-pair : mouvement de rotation	309
V.4 Rotation de noyaux de masse impaire : modèle "rotor + 1 particule".....	314
VI. Problèmes ouverts : deux éléments récents.....	317
VI.1 ^{32}Mg et la fermeture de couche sphérique à $N = 20$	317
VI.2 ^{44}S et la fermeture de couche sphérique à $N = 28$	318
VII. Conclusion.....	319
Références	320

EXPLORATION DU MILIEU VIVANT PAR MICROSONDE NUCLEAIRE

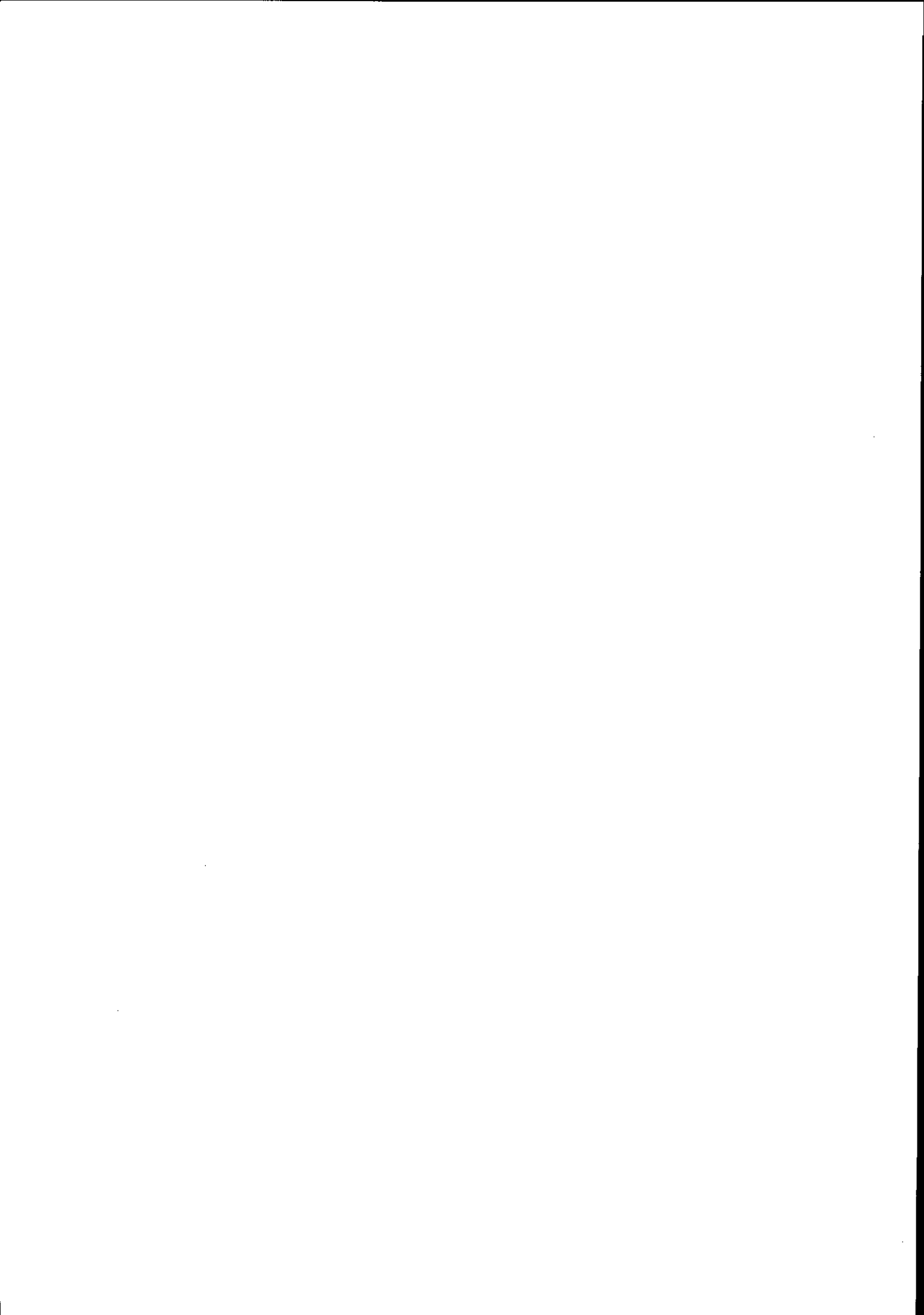
Ph. MORETTO

I. Introduction	321
II. La microsonde nucléaire	322
III. Les bases de la fluorescence X induite par particule chargée.....	325

IV. La microscopie ionique par transmission.....	332
V. Application à l'étude de modèles physiologiques expérimentaux.....	340
VI. Optimisation des méthodes locales d'administration de substances anticancéreuses ..	342
VII. Pathologie : microanalyse de biopsies musculaires	343
Références bibliographiques	344

SEMINAIRES JEUNES	347
--------------------------------	------------

LISTE DES PARTICIPANTS	353
-------------------------------------	------------



Avant –propos

La 18^{ème} Ecole Joliot-Curie s'est tenue à Maubuisson du 13 au 18 septembre 1999 avec 65 participants, ce qui constitue une bonne audience. Comme d'habitude celle-ci était composée pour moitié de jeunes physiciens et pour moitié de physiciens confirmés, venus approfondir ou élargir leurs compétences dans le cadre de la formation permanente.

Avant de revenir sur le thème traité cette année "Noyau, champs, cortège", je voudrais rappeler que cette école comme les neuf précédentes avait été préparée et dirigée de main de maître par Yvon Abgrall. Celui-ci a maintenant fait valoir ses droits à la retraite, et nous avons pu lui témoigner notre reconnaissance à l'occasion d'une petite fête durant l'école. Au nom de tous nous voudrions redire à Yvon notre reconnaissance pour les compétences et l'efficacité avec lesquelles il a dirigé cette école. Sa capacité à amener le conseil scientifique à faire des choix pertinents pour la communauté et à bâtir à partir d'idées toujours foisonnantes et parfois contradictoires des ensembles de cours logiques et cohérents a toujours fait l'admiration de tous. C'est grâce à Philippe Quentin fondateur de l'école et à Yvon Abgrall son successeur que l'école a gagné la réputation qui est maintenant la sienne dans la communauté francophone internationale de Physique Nucléaire.

Le thème de l'école "noyau, champs, cortège" nous a amené à explorer le rôle essentiel que joue l'interaction électromagnétique dans la connaissance des propriétés des noyaux. Les éléments de base ont été donnés pour analyser et comprendre les signatures données par le rayonnement électromagnétique sur la structure des noyaux. Ont été aussi présentés les moyens que donnent les champs électriques, magnétiques et électromagnétiques pour mesurer les propriétés des noyaux et comprendre leur structure. Cet examen est intéressant à deux titres : d'une part profiter des progrès technologiques pour faire des mesures irréalisables auparavant; et d'autre part mesurer pour la large panoplie de noyaux inconnus maintenant possibles à produire grâce aux nombreuses sources d'ions radioactifs des propriétés indispensables pour établir leur structure. Enfin le couplage entre la partie nucléaire et la partie électromagnétique a été présenté avec en particulier le cas d'excitation par laser.

Les technologies développées autour de la physique nucléaire ont donné naissance à de nombreuses applications en particulier pour l'analyse multiélémentaire; l'utilisation d'une microsonde de nucléaire a donc été présentée dans le cadre du 2^{ème} sujet.

Nous remercions l'équipe des professeurs pour la qualité de leurs cours oraux et écrits, comme vous pourrez le constater dans cette nouvelle édition des cours de l'école Joliot-Curie. Cette édition a été assurée par l'Université Bordeaux I avec le soutien financier du CNRS/IN2P3 du département Sciences de la Matière du CEA, du FNRS belge et pour la première fois du service de Physique Nucléaire du CEA/DAM.

L'école ne pourrait pas se dérouler sans la participation active et enthousiaste de Mme M. Furgolle de l'IN2P3 et de M^{elle} P. Chambon du CENBG qu'elles trouvent ici la manifestation de notre reconnaissance.

C. LE BRUN

Pour le Comité d'Organisation

Explorer le noyau par l'interaction électromagnétique

Ch. Leclercq-Willain

Physique Nucléaire théorique et Physique Mathématique

Université Libre de Bruxelles

Campus Plaine CP 229 B1050 Bruxelles

Résumé

L'objectif de ce cours est de donner les éléments de base de l'étude des processus électromagnétiques usuels de désexcitation des noyaux en présence du cortège atomique.

Les solutions des équations de Maxwell sont données en ondes planes polarisées et en ondes sphériques avec la condition de "jauge" de Coulomb.

Les expressions générales des moments multipolaires électriques (E_L) et magnétiques (M_L) sont explicitement définis. Les probabilités des transitions radiatives sont calculées au premier ordre des perturbations et les unités Weisskopf sont définies.

Les expressions générales du processus E_0 et des coefficients de conversion interne $E_L, M_L (L \geq 1)$ (en théorie de perturbation du deuxième ordre) sont explicitées. Les caractéristiques qualitatives des coefficients de conversion interne sont analysées.

Quelques exemples sélectionnés de spectres γ et de spectres en électrons de conversion sont étudiés pour déterminer les durées de vie, les spins et parités d'états nucléaires, en particulier des états isomériques.

Abstract

The aim of these lectures is to get the basic theory describing the electromagnetic decay processes of a nucleus inside the associated atom.

Both the polarized plane waves and the spherical waves solutions of the Maxwell equations are given, using the Coulomb "gauge" condition.

The general expressions for the electric (E_L) and magnetic (M_L) multipole moments are explicitly given. The radiative transition probabilities are deduced in the first order perturbation approach and the Weisskopf units are defined.

The general expressions to calculate the E_0 process and the $E_L, M_L (L \geq 1)$ internal conversion coefficients (second order perturbation theory) are developed. The properties of the internal conversion coefficients are qualitatively analysed.

Some selected examples of γ spectra and of internal conversion electrons spectra are studied to deduce the life times, the spins and parities of nuclear states in particular for some isomeric states.

1 Introduction

L'interaction électromagnétique joue un rôle particulièrement important dans l'exploration de la structure du noyau. Elle est la mieux connue des interactions fondamentales et son intensité est à la fois suffisamment importante que pour produire des effets observables dans le noyau et suffisamment faible, en regard de l'interaction nucléaire, que pour être traitée par la théorie des perturbations. Le champ électromagnétique est défini classiquement par les équations de Maxwell (1865). Ces équations sont quantifiables et les quanta du champ électromagnétique peuvent être observés et étudiés. (Q.E.D.).

Les noyaux peuvent être étudiés par l'interaction électromagnétique dans les processus suivants:

- émission et absorption de radiation γ
- diffusion de particules chargées et excitation coulombienne
- interaction cortège-noyau : structure hyperfine, déplacement isotopique, déplacement isomérique; conversion interne, NEET (excitation nucléaire par transition électronique),...

Depuis quelques années, de nouvelles techniques performantes d'étude des spectres atomiques dans le but d'étudier le noyau, se sont développées: la spectroscopie laser, la double spectroscopie laser-radio fréquence, les pièges à ions, les méthodes NMR et LEMS. Ces techniques et leur intérêt à l'étude des propriétés nucléaires sont présentées dans les cours de F. Le Blanc, D. Lunney et G. Neyens.

D'autre part, les effets spectaculaires de modification des durées de vie nucléaires par modification de la charge des ions, prévus théoriquement depuis plusieurs dizaines d'années, ont été mis en évidence et mesurés. Les nouvelles possibilités pour éplucher des atomes ainsi que l'utilisation de l'excitation par laser permettent l'étude et la mise en évidence des processus électromagnétiques de "bound internal conversion" et de NEET (Nuclear Excitation via Electronic Transitions). Ces nouvelles expériences sont discutées dans les cours de J.F. Chemin et V. Meot.

Dans ce cours le but est de donner les éléments théoriques de base à l'étude des processus électromagnétiques de désexcitation des noyaux en présence du cortège électronique. Après un bref rappel des équations de Maxwell et de leurs solutions en ondes planes polarisées et en ondes sphériques, nous aborderons l'étude des transitions radiatives (γ) et de la conversion interne. Quelques exemples sélectionnés de spectres γ et de spectres d'électrons de conversion seront analysés.

2 Description du champ électromagnétique

Les équations de Maxwell et les composantes du champ électromagnétique

[1],[2, Chapitre 1]

Pour une distribution de charge et de courant ($\vec{j}(\vec{r}, t)$, $\rho(\vec{r}, t)$), les équations de

Maxwell en les vecteurs champs $\vec{E}(\vec{r}, t)$ et $\vec{B}(\vec{r}, t)$ sont :

$$\begin{aligned}\vec{\nabla} \times \vec{E} + \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} &= 0 & \vec{\nabla} \cdot \vec{E} &= 4\pi\rho \\ \vec{\nabla} \times \vec{B} - \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} &= 4\pi\vec{j} & \vec{\nabla} \cdot \vec{B} &= 0\end{aligned}\quad (1)$$

en unités $\hbar = m_e = c = 1$.

L'équation de continuité

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{j} = 0 \quad (2)$$

découle directement des équations (1) ci-dessus.

Le quadri-vecteur potentiel ($\vec{A}(\vec{r}, t)$, $\phi(\vec{r}, t)$)

En introduisant le quadri-vecteur potentiel ($\vec{A}(\vec{r}, t)$, $\phi(\vec{r}, t)$) par les relations

$$\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}, \quad E = -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \vec{\nabla} \phi \quad (3)$$

les 4 équations (1) se réduisent à 2 équations entre les potentiels scalaire $\phi(\vec{r}, t)$ et vecteur $\vec{A}(\vec{r}, t)$. Ces derniers ne sont pas univoquement définis par les relations (3). Tous les potentiels tels que

$$\vec{A} \rightarrow \vec{A} + \vec{\nabla} f(r, t), \quad \phi \rightarrow \phi - \partial_t f(r, t) \quad (4)$$

laissent les champs \vec{E} et \vec{B} inchangés; ils sont équivalents de "jauge".

Le choix de "jauge" reste relativement arbitraire et est généralement dicté par les caractéristiques du problème. La "jauge" la mieux appropriée à la quantification du champ électromagnétique est la "jauge" de Coulomb définie par la condition

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{A} = 0 \quad (5)$$

Cette condition est une condition de transversalité i.e. qu'elle sélectionne les solutions des équations de Maxwell correspondant à un champ vectoriel purement "transversal". En utilisant la jauge de Coulomb, les équations des potentiels sont

$$\Delta \vec{A} - \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} = -4\pi \vec{j}_T \quad (6)$$

$$\Delta \phi = -4\pi \rho \quad (7)$$

$\vec{j}_T(\vec{r}, t)$ étant la composante transverse du courant $\vec{j}(\vec{r}, t)$ ($\vec{\nabla} \cdot \vec{j}_T(\vec{r}, t) = 0$).

L'équation du potentiel scalaire est l'équation de Poisson. On a dès lors:

$$\phi(\vec{r}, t) = \int \frac{\rho(\vec{r}', t) d\vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|}$$

Dans l'espace libre, i.e. en l'absence de courant et de charge ($\rho=0, \vec{j} = 0$) les équations sont:

$$\square \vec{A} \equiv \Delta \vec{A} - \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} = 0 \quad \phi = 0$$

avec la condition $\vec{\nabla} \cdot \vec{A} = 0$

et les champs sont donnés par

$$\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A} , \quad \vec{E} = - \delta_t \vec{A}$$

Le potentiel $\vec{A}(\vec{r}, t)$ peut être défini par son développement sur une base de fonctions propres orthonormées $\vec{A}_\lambda(\vec{r}, t)$, l'indice λ représentant l'ensemble des nombres quantiques caractéristiques des solutions

$$\vec{A}(\vec{r}, t) = \sum_\lambda (q_\lambda(t) \vec{A}_\lambda(\vec{r}) + q_\lambda^*(t) \vec{A}_\lambda^*(\vec{r})) \quad (8)$$

développement qui assure l'hermiticité de $\vec{A}(\vec{r}, t)$.

L'équation des fonctions de base $\vec{A}_\lambda(\vec{r})$ est

$$q_\lambda(t) \vec{\nabla}^2 \vec{A}_\lambda(\vec{r}) - \vec{A}_\lambda(\vec{r}) \delta_t^2 q_\lambda(t) = 0$$

On introduit la constante de découplage k_λ^2 et on a le système d'équations

$$\vec{\nabla}^2 \vec{A}_\lambda(\vec{r}) + k_\lambda^2 \vec{A}_\lambda(\vec{r}) = 0 \quad (9)$$

$$\frac{d^2}{dt^2} q_\lambda(t) + k_\lambda^2 q_\lambda(t) = 0 \quad (10)$$

L'équation (9) définit les composantes $\vec{A}_\lambda(\vec{r})$ qui de plus doivent satisfaire la condition de "jauge" ou dans le cas de la "jauge" de "Coulomb", la condition de transversalité

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{A}_\lambda(\vec{r}) = 0 \quad (11)$$

L'équation (10) est caractéristique d'un oscillateur harmonique de quantum d'énergie $\hbar\omega_\lambda = |k_\lambda| \hbar c$

$$q_\lambda(t) = N_\lambda q_\lambda \exp -i\omega_\lambda t$$

En théorie quantique du champ, les coefficients q_λ et q_λ^* définissent les opérateurs de destruction et de création d'un photon λ associés au champ électromagnétique.

Le champ de radiation est supposé limité à un certain volume V et la normalisation des composantes est définie sur ce volume

$$\int_V \vec{A}_\lambda(\vec{r}) \vec{A}_{\lambda'}^*(\vec{r}) d\vec{r} = \delta_{\lambda,\lambda'}$$

Solutions $\vec{A}_\lambda(\vec{r})$ en ondes planes polarisées

Les solutions en ondes planes de (9) sont

$$\vec{A}_\lambda(\vec{r}) = \vec{e}_\lambda \cdot e^{i\vec{k}_\lambda \cdot \vec{r}} \quad (12)$$

où le vecteur \vec{k}_λ fixe la direction de propagation de l'onde et le vecteur \vec{e}_λ définit la direction de polarisation.

La condition de transversalité du champ électromagnétique (11) impose $\vec{\nabla} \cdot \vec{A}_\lambda(\vec{r}) = 0$ ou encore $\vec{e}_\lambda \cdot \vec{k}_\lambda = 0$ i.e. que les vecteurs \vec{e}_λ et \vec{k}_λ sont perpendiculaires.

En choisissant $\vec{k}_\lambda = k_\lambda \vec{1}_x$, le vecteur de polarisation \vec{e}_λ est défini par les vecteurs \vec{e}_x, \vec{e}_y de polarisation rectiligne ou par les vecteurs

$$e_\pm = \mp \frac{1}{\sqrt{2}}(e_x \pm i e_y)$$

de polarisation circulaire.

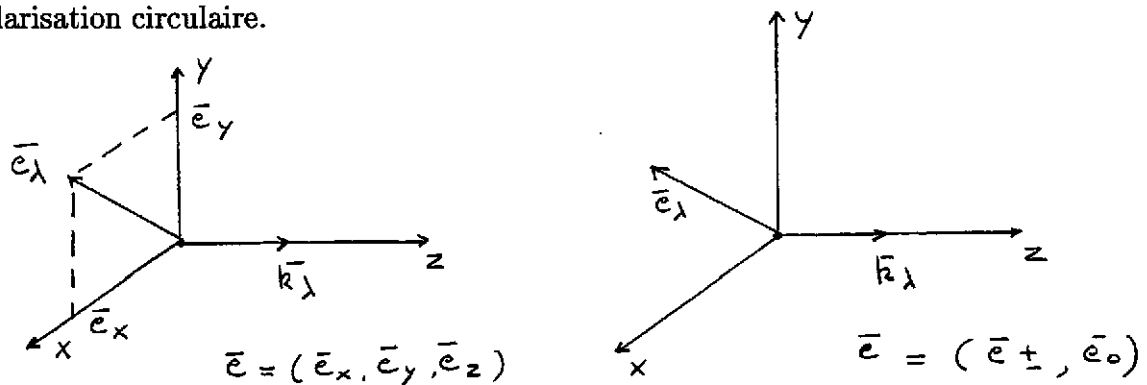


Figure 2.1

L'onde plane $e^{i\vec{k}_\lambda \cdot \vec{r}}$ est normalisée sur une boîte de longueur L arbitraire par les conditions périodiques aux bords, soit pour les valeurs \vec{k}_λ :

$$\vec{k}_\lambda = \frac{2\pi}{L} \vec{n} = \frac{2\pi}{L} (n_x, n_y, n_z)$$

où n_x, n_y, n_z sont des entiers.

Les valeurs propres de $\omega_\lambda = |k_\lambda|$ sont

$$\omega_\lambda = \frac{2\pi}{L} (n_x^2 + n_y^2 + n_z^2)^{1/2}$$

Le nombre de ces valeurs entre ω_λ et $\omega_\lambda + d\omega_\lambda$ dans l'angle solide $d\Omega$ est :

$$dn = \frac{L^3}{(2\pi)^3} \omega_\lambda^2 d\omega_\lambda d\Omega$$

L'onde est normalisée de manière à ce que

$$q_\lambda \vec{A}_\lambda(\vec{r}) + q_\lambda^* \vec{A}_\lambda^*(\vec{r})$$

représente un photon $\hbar\omega_\lambda$ dans une boîte L^3 .

La norme N_λ est définie par le calcul de l'énergie associée à une composante λ . L'énergie totale est définie par l'expression:

$$\begin{aligned} W &= \frac{1}{8\pi} \int_V (|E|^2 + |B|^2) d\vec{r} \\ &= \sum_\lambda \frac{\omega_\lambda^2}{2\pi} N_\lambda^2 q_\lambda q_\lambda^* \cdot L^3 \end{aligned} \quad (13)$$

ou encore par l'expression:

$$W = \sum_\lambda (\hbar) \omega_\lambda q_\lambda q_\lambda^* = \sum_\lambda (\hbar) \omega_\lambda n_\lambda \quad (14)$$

dès lors, on en déduit la relation:

$$\frac{1}{2\pi} \omega_\lambda^2 N_\lambda^2 L^3 = \omega_\lambda$$

et la norme est définie par:

$$N_\lambda = \left(\frac{2\pi}{L^3 \omega_\lambda} \right)^{1/2}. \quad (15)$$

La forme explicite de $\vec{A}(\vec{r}, t)$ s'écrit donc :

$$\vec{A}(\vec{r}, t) = \sum_\lambda \left(\frac{2\pi}{L^3} \right)^{1/2} \frac{1}{\omega_\lambda^{1/2}} [q_\lambda \vec{e}_\lambda e^{i(\vec{k}_\lambda \vec{r} - \omega_\lambda t)} + q_\lambda^* \vec{e}_\lambda^* e^{-i(\vec{k}_\lambda \vec{r} - \omega_\lambda t)}] \quad (16)$$

Solutions $\vec{A}_\lambda(\vec{r})$ en ondes sphériques

Dans l'étude des transitions radiatives entre deux états nucléaires (ou atomiques) caractérisés par un moment angulaire total J et une parité π , les lois de conservation du moment total et de la parité imposent que la radiation électromagnétique associée à la transition considérée emporte la différence de moment et de parité entre les états.

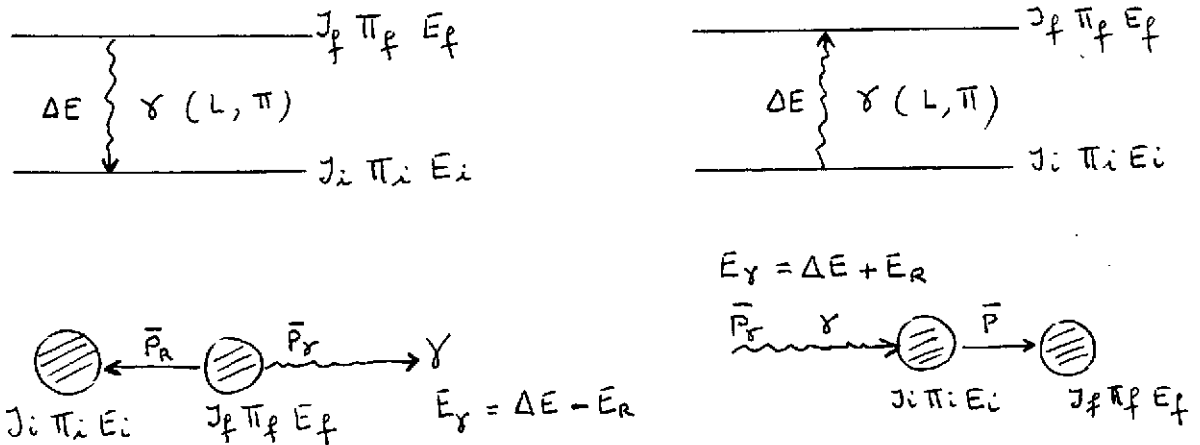


Figure 2.2

Dès lors, dans la transition électromagnétique $J_i^{\pi_i} \rightarrow J_f^{\pi_f}$, le photon aura un moment L et une parité π tels que

$$\pi = \pi_i \pi_f \text{ et } \vec{L} + \vec{J}_i + \vec{J}_f = 0. \quad (17)$$

L'hamiltonien d'interaction caractérisant la transition radiative est défini par l'interaction du champ de radiation, caractérisé par les potentiels \vec{A} et ϕ , avec la distribution de charge et de courant (\vec{j}, ρ) du noyau (ou de l'atome)

$$\begin{aligned} H_{int} &= - \int j^\mu(\vec{r}, t) \cdot A_\mu(\vec{r}, t) d\vec{r} \\ &= \int \rho(\vec{r}, t) \phi(\vec{r}, t) d\vec{r} - \int \vec{j}(\vec{r}, t) \cdot \vec{A}(\vec{r}, t) d\vec{r} \end{aligned} \quad (18)$$

Le premier terme a la forme d'un couplage scalaire; le second, d'un couplage vectoriel.

C'est cet hamiltonien d'interaction qu'il convient d'analyser sur la base des fonctions propres en moment angulaire total et en parité.

Fonctions propres associées au champ scalaire

Les fonctions propres associées au champ scalaire sont également fonctions propres de l'opérateur unitaire $(e^{i\alpha \vec{u} \cdot \vec{L}})$ de transformation du champ scalaire par les rotations $R(\vec{u}, \alpha)$ [1, Chapitre 3]. Elles seront donc fonctions propres des opérateurs L^2 , L_z ; ce sont les harmoniques sphériques $Y_{lm}(\theta, \varphi)$

$$L^2 Y_{lm} = l(l+1) Y_{lm}$$

$$L_z Y_{lm} = m Y_{lm}$$

Le champ scalaire $\phi(\vec{r}, t)$ peut donc être développé sur la base des harmoniques sphériques

$$\phi(\vec{r}) = \sum_{lm} \phi_{lm}(r) Y_{lm}(\theta, \varphi)$$

On aura de même pour l'hamiltonien de couplage scalaire

$$H_{int} = \sum_{lm} \int \rho(\vec{r}) \phi_{lm}(r) Y_{lm}(\theta, \varphi) d\vec{r} \quad (19)$$

Un exemple est celui de l'interaction coulombienne e^- - noyau, la densité $\rho(\vec{r})$ est la densité de charge nucléaire et $\phi(\vec{r})$ est le potentiel électrostatique produit par l'électron:

$$\phi(\vec{r}) = \frac{e}{|\vec{r} - \vec{r}_e|}$$

$$\phi(\vec{r}) = e \sum_{lm} \frac{4\pi}{2l+1} Y_{lm}^*(\hat{r}_e) Y_{lm}(\hat{r}) \frac{r_{<}^l}{r_{>}^{l+1}}$$

où $r_{<}$ et $r_{>}$ sont respectivement la plus petite et la plus grande des coordonnées r_e et r .

Dans l'hypothèse où l'électron reste à l'extérieur du noyau, seul le terme $r_e > r$ est retenu et l'hamiltonien d'interaction limité au terme extérieur s'écrit (hypothèse du noyau ponctuel) :

$$\begin{aligned} H_{int} &= e \sum_{lm} \frac{4\pi}{2l+1} \frac{Y_{lm}^*(\hat{r}_e)}{r_e^{l+1}} \int \rho(\vec{r}) r^l Y_{lm}(\hat{r}) d\vec{r} \\ &= e \sum_{lm} \frac{4\pi}{2l+1} \frac{Y_{lm}^*(\hat{r}_e)}{r_e^{l+1}} \mathcal{M}_{(l,m)}^e \end{aligned} \quad (20)$$

où $\mathcal{M}_{(l,m)}^e = \int \rho(\vec{r}) r^l Y_{lm}(\hat{r}) d\vec{r}$

définit le moment multipolaire électrique d'ordre l , composante m .

Fonctions propres associées au champ vectoriel

Les fonctions propres associées au champ vectoriel sont également fonctions propres de l'opérateur unitaire $(e^{i\alpha \vec{u} \cdot \vec{J}})$ de transformation du champ vectoriel par les rotations $R(\vec{u}, \alpha)$ [1, Chapitre 3]. Elles seront donc fonctions propres des opérateurs J^2, J_z où $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$.

Les vecteurs propres associés à S^2 et S_z sont donnés par

$$\chi_0^1 = e_z = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

$$\chi_{\pm 1}^1 = \mp \frac{1}{\sqrt{2}}(e_x \pm i e_y) = \mp \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 1 \\ \pm i \\ 0 \end{pmatrix}$$

Ils sont vecteurs propres de S^2 et de S_z

$$S^2 \chi_m^1 = S(S+1)\chi_m^1 \quad (S=1)$$

$$S_z \chi_m^1 = m \chi_m^1 \quad (m=0, \pm 1)$$

De plus, on a les relations

$$\chi_m^1 \chi_{m'}^{*1} = \delta_{mm'}$$

$$\chi_m^{1*} = (-)^m \chi_{-m}^1$$

Tout champ vectoriel peut donc être développé sur la base des fonctions propres de J^2 et J_z soient les harmoniques sphériques vectoriels

$$\begin{aligned} \vec{Y}_{jm}^{l1} &= [Y_l \otimes \chi^1]_m^j \\ &= \sum_{m_l=-l}^{+l} \sum_{m'=-1}^{+1} (l \ m_l \ 1 \ m' \ | \ l \ 1 \ j \ m) Y_{l \ m_l} \chi_{m'}^1 \end{aligned} \quad (21)$$

Les coefficients de ce développement sont les coefficients de couplage ou de Clebsch-Gordan. Ils sont non nuls pour $m = m_l + m'$ et $|l-1| \leq j \leq l+1$.

De leur construction même, il résulte que les harmoniques sphériques vectoriels sont fonctions propres de L^2 , S^2 , J^2 , et J_z .

$$\begin{aligned} J^2 \vec{Y}_{jm}^{l1} &= j(j+1) \vec{Y}_{jm}^{l1} \\ J_z \vec{Y}_{jm}^{l1} &= m \vec{Y}_{jm}^{l1} \\ L^2 \vec{Y}_{jm}^{l1} &= l(l+1) \vec{Y}_{jm}^{l1} \\ S^2 \vec{Y}_{jm}^{l1} &= S(S+1) \vec{Y}_{jm}^{l1} \text{ avec } S=1 \end{aligned} \quad (22)$$

Les champs électrique $\vec{E}(\vec{r})$ et magnétique $\vec{B}(\vec{r})$ ainsi que le potentiel vecteur $\vec{A}(\vec{r})$ et l'hamiltonien H_{int} d'interaction vectorielle pourront être définis par un développement sur la base des fonctions harmoniques sphériques vectoriels \vec{Y}_{jm}^{l1} .

Les particules associées au champ électromagnétique sont les photons, particules de

spin $\vec{S} = \vec{1}$ (bosons vecteurs de l'interaction électromagnétique).

Les composantes $\vec{A}_\lambda(\vec{r})$ du potentiel vecteur peuvent être définies par les fonctions vectorielles:

$$\vec{A}_{jm}(\vec{r}) = u_l(kr) \vec{Y}_{jm}^{11} \quad (23)$$

avec $j = l - 1, l, l + 1$ où les vecteurs $\vec{A}_{jm}(\vec{r})$ sont solutions de (9) :

$$\vec{\nabla}^2 \vec{A}_{jm}(\vec{r}) + k^2 \vec{A}_{jm}(\vec{r}) = 0$$

avec la condition de transversalité (11) :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{A}_{jm}(\vec{r}) = 0. \quad (24)$$

L'équation radiale définissant les fonctions $u_l(kr)$ est

$$\left(\frac{d^2}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d}{dr} - \frac{l(l+1)}{r^2} + k^2 \right) u_l(kr) = 0$$

et une solution est donc donnée par les fonctions de Bessel

$$u_l(kr) \equiv j_l(kr) = \sqrt{\frac{\pi}{2kr}} J_{l+1/2}(kr)$$

Une propriété utile par la suite de ces fonctions est leur comportement à l'origine

$$j_l(kr) \xrightarrow{kr \rightarrow 0} \rightarrow \frac{(kr)^l}{(2l+1)!!} \quad (25)$$

Considérons les trois solutions $\vec{A}_\lambda(\vec{r})$ du type

$$\vec{A}_{jm}(\vec{r}) = u_l(kr) \vec{Y}_{jm}^{11}$$

où $j = l - 1, l, l + 1$.

Posons selon la notation usuelle $(jm) \equiv (LM)$, L définissant le moment total de la composante du potentiel vecteur $\vec{A}(\vec{r})$:

$$\vec{A}_{LM}(\vec{r}) = u_l(kr) \vec{Y}_{LM}^{11} \quad (26)$$

Pour une valeur L fixée, les valeurs de l seront $L \pm 1, L$.

La parité (associée à la transformation $\vec{r} \rightarrow -\vec{r}$) de l'harmonique sphérique vectoriel \vec{Y}_{LM}^{11} est définie par la valeur de l ; elle est associée à la parité de la fonction $Y_{lm}(\theta, \varphi)$ dans la définition de \vec{Y}_{LM}^{11}

$$\vec{Y}_{LM}^{11} = \sum_m \sum_{m'} (l \ m \ 1 \ m' \ | \ l \ 1 \ L \ M) Y_{lm}(\theta, \varphi) \chi_{m'}^1$$

Pour un L fixé on a 3 possibilités en l groupées selon la parité en une composante de parité $(-)^L$ si $l=L$ et deux composantes de parité opposée $(-)^{L \pm 1}$ si $l = L \pm 1$. Les

deux composantes possibles en parité définissent l'une, la composante magnétique de parité $(-)^L$

$$\vec{A}_{LM}^{\mathcal{M}}(\vec{r}) = j_{l=L}(kr) \vec{Y}_{LM}^{L1} \quad (27)$$

l'autre, la composante électrique de parité $(-)^{L+1}$

$$\vec{A}_{LM}^e(\vec{r}) = C_{L-1} j_{L-1}(kr) \vec{Y}_{LM}^{L-1,1} + C_{L+1} j_{L+1}(kr) \vec{Y}_{LM}^{L+1,1} \quad (28)$$

La condition de transversalité impose $\vec{\nabla} \cdot \vec{A}_\lambda(\vec{r}) = 0$ pour chacune de ces composantes.

Elle est directement satisfaite pour la composante magnétique $\vec{A}_{LM}^{\mathcal{M}}(\vec{r})$; elle impose le choix des coefficients de la combinaison linéaire dans la composante électrique $\vec{A}_{LM}^e(\vec{r})$ [Appendice A.3],[1, Chapitre 3]:

$$C_{L-1} = \sqrt{\frac{L+1}{2L+1}} \text{ et } C_{L+1} = -\sqrt{\frac{L}{2L+1}}$$

En utilisant la relation :

$$\vec{L} Y_{LM}(\theta, \varphi) = \sqrt{L(L+1)} \vec{Y}_{LM}^{L1} \quad (\vec{L} = -i \vec{r} \times \vec{\nabla})$$

on peut écrire les composantes du potentiel vecteur $\vec{A}(\vec{r})$ sous la forme :

$$\begin{aligned} \vec{A}_{LM}^{\mathcal{M}}(\vec{r}) &= \sqrt{\frac{1}{L(L+1)}} \vec{L} (j_L(kr) Y_{LM}(\theta, \varphi)) \\ &\equiv \vec{X}_{LM}(\vec{r}) \end{aligned} \quad (29)$$

$$\begin{aligned} \vec{A}_{LM}^e(\vec{r}) &= \frac{-i}{k\sqrt{L(L+1)}} \vec{\nabla} \times \vec{L} (j_L(kr) Y_{LM}(\theta, \varphi)) \\ &\equiv \frac{-i}{k} \vec{\nabla} \times \vec{X}_{LM}(\vec{r}) \end{aligned} \quad (30)$$

On en déduit les expressions suivantes des champs \vec{E} et \vec{B} :

$$\vec{E}_{LM}^{\mathcal{M}}(\vec{r}) = i|k| \vec{A}_{LM}^{\mathcal{M}}(\vec{r}) \quad (31)$$

$$\vec{E}_{LM}^e(\vec{r}) = i|k| \vec{A}_{LM}^e(\vec{r}) \quad (32)$$

$$\vec{B}_{LM}^{\mathcal{M}}(\vec{r}) = \vec{\nabla} \times \vec{A}_{LM}^{\mathcal{M}}(\vec{r}) \equiv ik \vec{A}_{LM}^e(\vec{r}) \quad (33)$$

$$\vec{B}_{LM}^e(\vec{r}) = \vec{\nabla} \times \vec{A}_{LM}^e(\vec{r}) \equiv -ik \vec{A}_{LM}^{\mathcal{M}}(\vec{r}) \quad (34)$$

Pour $kr \rightarrow 0^1$, on a $j_L(kr) \rightarrow \frac{(kr)^L}{(2L+1)!!}$; dès lors

$$\vec{B}_{LM}^e(\vec{r}) = -i k \vec{X}_{LM}(\vec{r}) \rightarrow k(kr)^L$$

$$\vec{B}_{LM}^M(\vec{r}) = \vec{\nabla} \times \vec{X}_{LM}(\vec{r}) \rightarrow k(kr)^{L-1}$$

On a donc $\vec{E}_{LM}^e(\vec{r}) \sim (kr) \vec{B}_{LM}^M(\vec{r}) \ll \vec{B}_{LM}^e(\vec{r})$

et de même $\vec{E}_{LM}^M(\vec{r}) \sim (kr) \vec{E}_{LM}^e(\vec{r}) \ll \vec{E}_{LM}^e(\vec{r})$

$$\{\vec{A}_{LM}^M, \vec{E}_{LM}^M, \vec{B}_{LM}^M\}$$

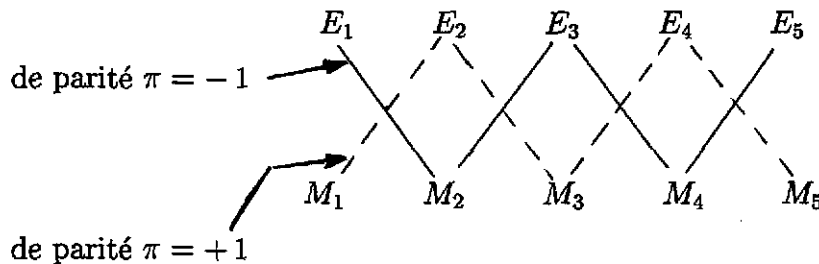
définissent le multipole magnétique d'ordre L , composante M .

$$\{\vec{A}_{LM}^e, \vec{E}_{LM}^e, \vec{B}_{LM}^e\}$$

définissent le multipole électrique d'ordre L , composante M .

Les opérateurs (voir plus loin) définissant les transitions entre états nucléaires ou atomiques sont de parités opposées à celles des composantes $\vec{A}_{LM}^\sigma(\vec{r})$; dès lors la parité associée à une transition électrique E_L sera $(-)^L$ et celle associée à une transition magnétique M_L sera $(-)^{L+1}$.

Les différents multipoles observables dans une transition γ nucléaire sont donc :

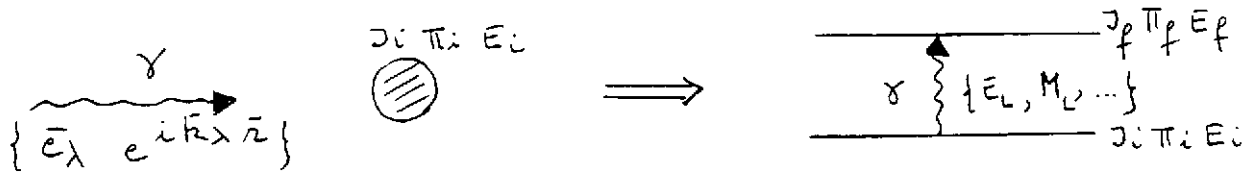


La décroissance d'un ordre multipolaire au suivant sera proportionnelle à $(kR)^2$.

Remarquons qu'il n'existe pas de transition radiative à $L = 0$. Le champ électromagnétique ayant un spin intrinsèque $\vec{S} = \vec{1}$, la radiation emporte au minimum un moment total $\vec{L} = \vec{1}$. Mathématiquement l'expression $\vec{X}_{00} \propto \vec{L} Y_{00} \equiv 0$; les multipoles E_0, M_0 n'existent pas en tant que radiation.

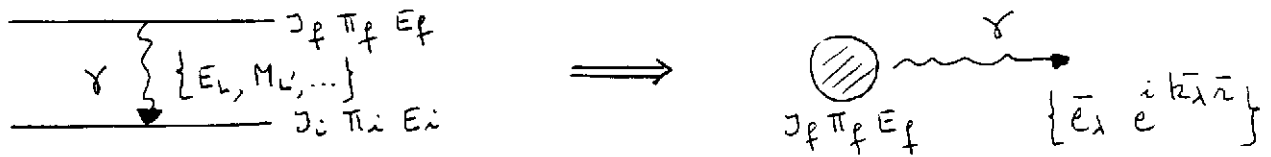
$^1 kr \sim \frac{\hbar c R}{\hbar c} \sim \frac{E_\gamma(\text{MeV}) R(\text{fm})}{197 \text{ MeV fm}}$
 $E_\gamma = 1 \text{ MeV}, R \simeq \text{qqs fms} \rightarrow kr \sim .005 \ll 1$

Passage des solutions en ondes planes aux solutions en ondes sphériques



Absorption d'un γ

Ondes planes \rightarrow ondes sphériques



Emission d'un γ

Ondes sphériques \rightarrow ondes planes

Figure 2.3

La solution en onde plane du potentiel vecteur $\vec{A}(\vec{r}, t)$ est donnée par

$$\vec{A}(\vec{r}, t) = \sum_{\lambda} [q_{\lambda} N_{\lambda} \vec{A}_{\lambda}(\vec{r}) e^{-i\omega_{\lambda} t} + c.c.]$$

avec pour $\vec{A}_{\lambda}(\vec{r})$ la représentation en onde plane polarisée $\vec{A}_{\lambda}(\vec{r}) = \vec{e}_{\lambda} e^{i \vec{k}_{\lambda} \vec{r}}$, le vecteur \vec{k}_{λ} fixant la direction de propagation et le vecteur \vec{e}_{λ} la direction de polarisation.

La condition de transversalité $\vec{\nabla} \cdot \vec{A}_{\lambda}(\vec{r}) = 0$ se traduit par la relation $\vec{e}_{\lambda} \cdot \vec{k}_{\lambda} = 0$.

Les expressions des champs sont donnés par

$$\vec{B}_{\lambda} = \vec{\nabla} \times \vec{A}_{\lambda} = i(\vec{k}_{\lambda} \times \vec{e}_{\lambda}) e^{i \vec{k}_{\lambda} \vec{r}}$$

$$\vec{E}_{\lambda} = -\delta_t \vec{A}_{\lambda} = i|k_{\lambda}| \vec{e}_{\lambda} e^{i \vec{k}_{\lambda} \vec{r}}$$

Les vecteurs, \vec{k}_{λ} , \vec{e}_{λ} et $\vec{k}_{\lambda} \times \vec{e}_{\lambda}$ et donc également les vecteurs \vec{k}_{λ} , \vec{E}_{λ} et \vec{B}_{λ} forment un trièdre trirectangle dextrogyre.

Cette forme du potentiel et des champs électromagnétiques convient à la description d'un photon libre.

Par contre, il convient d'adopter les expressions sous forme de tenseurs sphériques pour décrire une transition électromagnétique nucléaire ou atomique entre deux états définis par des nombres quantiques de parité et de moment.

En fixant la direction de propagation selon l'axe \vec{z} , $\vec{k}_\lambda = k\vec{e}_z \equiv k\chi_0^1$, le vecteur polarisation \vec{e}_λ peut être défini par deux polarisations rectilignes (\vec{e}_x, \vec{e}_y) ou par deux polarisations circulaires ($e_\mu, \mu = \pm 1$) :

$$\vec{e}_\mu = \frac{-\mu}{\sqrt{2}} (\vec{e}_x + \mu i \vec{e}_y)$$

Pour une onde se déplaçant dans la direction de l'axe z et polarisée circulairement, on peut donc définir les expressions suivantes :

$$\vec{A}_\mu = \vec{e}_\mu e^{ikz}, \quad \vec{E}_\mu = i k \vec{A}_\mu, \quad \vec{B}_\mu = -\mu k \vec{A}_\mu$$

Le développement de la fonction exponentielle en harmoniques sphériques

$$e^{ikz} = \sum_{l=0}^{\infty} i^l \sqrt{4\pi(2l+1)} j_l(kr) Y_{l0}(\theta, \varphi)$$

la relation de couplage

$$Y_{lm} \chi_\mu^1 = \sum_{L=l, l\pm 1} (l m 1 \mu, l 1 L M) \bar{Y}_{LM}^{l,1}$$

et la formule du gradient [Appendice A.1], [1, Chapitre 3] conduisent, pour le potentiel vecteur $\vec{A}(\vec{r})$, à l'expression [Appendice B]:

$$\begin{aligned} \vec{A}_\mu = \sum_{L=0}^{\infty} i^L \sqrt{2\pi(2L+1)} [& j_L(kr) \bar{Y}_{L\mu}^{L,1} \\ & -i \sqrt{\frac{L+1}{2L+1}} j_{L-1}(kr) \bar{Y}_{L\mu}^{L-1,1} \\ & +i \sqrt{\frac{L}{2L+1}} j_{L+1}(kr) \bar{Y}_{L\mu}^{L+1,1}] \end{aligned} \quad (35)$$

Le premier terme est l'expression de la composante magnétique $\vec{A}_{L\mu}^M(\vec{r})$.

Les deux derniers termes de (35) définissent l'expression (28) de la composante électrique $\vec{A}_{L\mu}^e(\vec{r})$.

On a donc :

$$\vec{A}_\mu(\vec{r}) = \sum_L i^L \sqrt{2\pi(2L+1)} [\vec{A}_{L\mu}^M(\vec{r}) + i\mu \vec{A}_{L\mu}^e(\vec{r})] \quad (36)$$

où $\mu = \pm 1$.

Les expressions analogues peuvent être définies pour les champs \vec{E} et \vec{B} .

3 Transitions radiatives nucléaires

3.1 Hamiltonien d'interaction et éléments de matrice de transition

L'hamiltonien total décrivant le système constitué d'un noyau et du champ de radiation est composé de l'hamiltonien du noyau H_N , de l'hamiltonien du champ de radiation H_{rad} et de l'hamiltonien d'interaction entre la répartition de charge et de courant nucléaires et le champ de radiation :

$$H = H_N + H_{rad} + H_{int}^{N-\gamma} \quad (37)$$

L'hamiltonien $H_{int}^{N-\gamma}$ sera responsable des excitations électromagnétiques par absorption de photons γ entre deux états nucléaires et inversement des désexcitations nucléaires avec émission de photons γ .

Lors de l'absorption d'un photon par un noyau dans son état fondamental, l'état excité du noyau peut être un état lié et le processus est, dans ce cas, l'inverse du processus de désexcitation entre les deux états nucléaires considérés. Par contre, si l'état nucléaire final est au delà du seuil en énergie d'émission d'une particule, le calcul de la section efficace d'un tel processus de dissociation radiative est autre (ex : $^{16}O(\gamma, \alpha)^{12}C$). Dans la suite, nous considérons uniquement les processus électromagnétiques d'absorption ou d'émission d'un photon γ entre deux états nucléaires liés.

L'interaction électromagnétique $H_{int}^{N-\gamma}$ étant faible comparée aux forces nucléaires, l'effet de celle-ci pourra être traité par le calcul des perturbations, l'hamiltonien H_0 non perturbé étant défini par $H_0 = H_N + H_{rad}$.

Si $|i\rangle$ et $|f\rangle$ caractérisent deux états du système (noyau + champ de radiation), états propres de H_0 , la transition entre ces deux états est définie au premier ordre du calcul des perturbations (théorie de perturbation dépendant du temps) par la probabilité :

$$P_{if} = \frac{2\pi}{\hbar} | \langle f | H_{int}^{N-\gamma} | i \rangle |^2 \frac{dn}{dE} \quad (38)$$

où $\frac{dn}{dE}$ représente la densité en énergie des états du système. Pour un noyau de densité de courant $\vec{j} = \rho\vec{v}$ et de densité de moment magnétique $\vec{m} = g_l \vec{l} + g_s \vec{s}$, l'hamiltonien d'interaction est défini par

$$H_{int}^{N-\gamma} = - \int \vec{j} \cdot \vec{A} d\vec{r} - \int \vec{m} \cdot \vec{B} d\vec{r} \quad (39)$$

$g_l = 1$ pour un proton et $= 0$ pour un neutron ; $g_s = 5.58$ pour un proton et $= -3.82$ pour un neutron en unité de magnéton de Bohr nucléaire

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_N c} = 5.8 \cdot 10^{-9} \text{ ev/Gauss.}$$

Les états $|i\rangle$ et $|f\rangle$ dans (38) sont associés aux états du noyau et du champ de radiation, soient :

i) dans le cas de l'absorption d'un photon γ

$|i\rangle = |I_i M_i\rangle |1_\lambda\rangle$ et $|f\rangle = |I_f M_f\rangle |0_\lambda\rangle$
 pour un noyau dans un état initial $|I_i M_i\rangle$ d'énergie E_i qui par absorption d'un photon incident de nombre d'onde k et polarisation λ , est excité dans l'état final $|I_f M_f\rangle$ d'énergie E_f telle que $k_\lambda \hbar c = |E_i - E_f| + E_R$, (E_R étant l'énergie de recul du noyau).

ii) dans le cas de l'émission d'un photon γ

$|i\rangle = |I_i M_i\rangle |0_\lambda\rangle$ et $|f\rangle = |I_f M_f\rangle |1_\lambda\rangle$ pour un noyau dans un état initial excité $|I_i M_i\rangle$ se désexcitant vers un état final $|I_f M_f\rangle$ en émettant un photon γ de type (λ) et d'énergie $k_\lambda \hbar c = |E_i - E_f| - E_R$.

Pour chaque composante multipolaire (λ) du potentiel vecteur $\vec{A}(\vec{r})$ (8) et du champ $\vec{B}(\vec{r})$, on peut définir un élément de matrice de transition

$$\langle f | H_{int}^{N-\gamma} | i \rangle_\lambda = N_\lambda \langle 1_\lambda | q^+ | 0_\lambda \rangle \langle N_f | H_{int}(\vec{A}_\lambda^*) | N_i \rangle \quad (40)$$

L'élément de matrice $\langle 1_\lambda | q^+ | 0_\lambda \rangle = 1$ est associé à l'opérateur q_λ^+ de création d'un photon de type (λ) . Les opérateurs q_λ, q_λ^+ de quantification du champ de radiation sont définis par les relations suivantes pour tout état $|n_\lambda\rangle$ de l'opérateur nombre d'occupation $n_\lambda^{op} = q_\lambda^+ q_\lambda$ [2], [1, Chapitre 4]:

$$q_\lambda^+ |n_\lambda\rangle = \sqrt{n_\lambda + 1} |n_\lambda + 1\rangle \quad q_\lambda |n_\lambda\rangle = \sqrt{n_\lambda} |n_\lambda - 1\rangle$$

$$[q_{\lambda'}, q_\lambda^+] = \delta_{\lambda, \lambda'}$$

Rappelons que la normalisation est

$$N_\lambda = \left(\frac{2\pi}{\omega_\lambda}\right)^{1/2} \frac{1}{\sqrt{V}}$$

pour une onde plane définie sur un volume V et que la densité des états est donnée par

$$dn = \frac{V}{(2\pi)^3} \omega_\lambda^2 d\omega_\lambda d\Omega$$

soit encore

$$\frac{dn}{dE} = \frac{\omega^2 V}{2\pi^2 \hbar}$$

Dans le cas de la représentation en ondes sphériques la normalisation sur une sphère de rayon R_0 est donnée par [Appendice A.4]:

$$N_\lambda = \left(\frac{2 k_\lambda^2}{R_0}\right)^{1/2} \left(\frac{2\pi}{\omega_\lambda}\right)^{1/2}$$

et la densité des états est fixée par

$$\frac{dn}{dE} = \frac{R_0}{\pi \hbar c}$$

Elle est obtenue en annulant le champ de radiation à la surface du volume (rayon R_0) de normalisation des fonctions radiales $j_L(kr)$, soit

$$j_L(kR_0) = 0 \text{ pour } kR_0 \rightarrow \infty \text{ i.e. } \frac{\sin(kR_0 - \frac{L\pi}{2})}{kR_0} = 0$$

soit $kR_0 = L\frac{\pi}{2} + n\pi$.

On a donc

$$dn = \frac{R_0}{\pi} dk$$

et dès lors, la probabilité de transition associée à l'émission d'un photon (λ) d'énergie comprise dans l'intervalle $(E, E + dE)$ est donnée par

$$P_{if}^\lambda = \left(\frac{2\pi}{\hbar}\right) \left(\frac{4\pi\omega_\lambda}{\pi\hbar c}\right) | \langle N_f | H_{int}^{N-\gamma}(\vec{A}_\lambda^{\sigma*}) | N_i \rangle |^2 \quad (41)$$

avec

$$H_{int}^{N-\gamma}(\vec{A}_\lambda^{\sigma*}) = - \int \vec{j} \cdot \vec{A}_\lambda^{\sigma*}(\vec{r}) d\vec{r} - \int \vec{m} \cdot \vec{B}_\lambda^{\sigma*}(\vec{r}) d\vec{r} \quad (42)$$

ou encore explicitement pour les composantes électrique et magnétique (σ) :

$$H_{int}^{N-\gamma}(\vec{A}_{LM}^{*e}) = - \int \left[\vec{j} \cdot \frac{i}{k\sqrt{L(L+1)}} (\vec{\nabla} \times \vec{L} u_{LM})^* + \vec{m} \frac{ik}{\sqrt{L(L+1)}} (\vec{L} u_{LM})^* \right] d\vec{r} \quad (43)$$

$$H_{int}^{N-\gamma}(\vec{A}_{LM}^{*M}) = - \int \left[\vec{j} \cdot \frac{1}{\sqrt{L(L+1)}} (\vec{L} u_{LM})^* + \vec{m} \frac{1}{\sqrt{L(L+1)}} (\vec{\nabla} \times \vec{L} u_{LM})^* \right] d\vec{r} \quad (44)$$

où

$$u_{LM}(\vec{r}) = j_L(kr) Y_{LM}(\theta, \varphi) \quad (45)$$

On peut encore utiliser la relation :

$$\vec{\nabla} \times \vec{L} u_{LM} = i k^2 \vec{r} u_{LM}(\vec{r}) + i \vec{\nabla}(\delta_r \tau u_{LM}(\vec{r})) \quad (46)$$

3.2 Approximation des grandes longueurs d'onde

Une approximation généralement utilisée est l'approximation des "grandes longueurs d'onde" soit l'approximation $kr \ll 1$ ou encore $r \ll \lambda$ exprimant que la coordonnée r limitée aux dimensions du noyau ($r \leq R$) est petite comparée à la longueur d'onde λ de la radiation émise. Pour un photon de 1 MeV, on a :

$$kR = \frac{ER}{\hbar c} \simeq \frac{1 \text{ MeV } 1,2 \text{ A}^{1/3} \text{ fm}}{197 \text{ MeV fm}} = 0.006 \text{ A}^{1/3}$$

A cette approximation, la fonction radiale $j_L(kr)$ peut être remplacée par son comportement à l'origine (25). A cette approximation, on peut remplacer l'expression (45) de $u_{LM}(\vec{r})$ par

$$u_{LM}^0(\vec{r}) \equiv \frac{(kr)^L}{(2L+1)!!} Y_{LM}(\theta, \varphi) \quad (47)$$

On peut dès lors écrire :

$$\delta_r r u_{LM}(\vec{r}) = u_{LM}^0(\vec{r}) + r \delta_r u_{LM}^0(\vec{r}) = (L+1)u_{LM}^0(\vec{r})$$

et remplacer (46) par :

$$\vec{\nabla} \times \vec{L} u_{LM}(\vec{r}) \cong i(L+1) \vec{\nabla} u_{LM}^0(\vec{r})$$

le premier terme d'ordre $(kR)^2$ inférieur étant négligé dans (46). Cette dernière expression est alors utilisée pour approcher les définitions (43) et (44).

Dans le calcul du terme associé au courant \vec{j} de la composante électrique (43) de l'hamiltonien d'interaction, on opère une intégration par partie et on remplace ensuite $\vec{\nabla} \cdot \vec{j}$ en utilisant la relation de conservation du courant densité.

Dans la composante magnétique (44), on utilise la définition $\vec{j} = \rho \vec{v} = -i\hbar \rho \vec{\nabla} / m_N$.

L'équation de continuité est obtenue en supposant pour les opérateurs densité de charge et de courant, une dépendance en temps telle que les éléments de matrice associés satisfont les relations:

$$\langle f | \vec{j}(\vec{r}, t) | i \rangle = \langle f | \vec{j}(\vec{r}) | i \rangle e^{i(E_f - E_i)t/\hbar} \quad (48)$$

$$\rho(\vec{r}, t) = \rho(\vec{r}) e^{-ikt} \quad (49)$$

On a :

$$\vec{\nabla} \langle f | \vec{j}(\vec{r}, t) | i \rangle = -\delta_t \langle f | \rho(\vec{r}, t) | i \rangle \quad (50)$$

$$= i \frac{(E_f - E_i)}{\hbar} \langle f | \rho(\vec{r}) | i \rangle e^{i(E_f - E_i)t/\hbar} \quad (51)$$

La possibilité de remplacer les termes de courant (\vec{j}) en termes dépendant de la densité

(ρ) en utilisant la relation de continuité est appelée "Théorème de Siegert"[1, Chapitre 5]. Celui-ci est utile car il permet d'éviter les calculs complexes associés aux termes de courant \vec{j} .

Il peut cependant exister des situations pour lesquelles ce théorème n'est pas applicable. Il en sera ainsi dans des calculs où les états nucléaires sont représentés par un mélange de configurations du modèle en couches, pour lesquelles les fonctions non-perturbées sont associées à différentes énergies d'excitation. De même, lorsque des effets d'échange de mésons doivent être pris en considération, les termes de courant de mésons associés doivent être inclus dans l'équation de continuité pour satisfaire la loi de conservation et le théorème de Siegert n'est plus applicable.

Dans le cadre de ce cours, nous supposerons le théorème de Siegert applicable ce qui conduit pour les expressions (43) et (44) aux formes suivantes, définies à l'approximation des grandes longueurs d'onde:

$$H_{int}^{N-\gamma}(\vec{A}_{LM}^{\sigma*}) = \frac{i(L+1)}{\sqrt{L(L+1)}} \frac{k^L}{(2L+1)!!} \mathcal{M}_{L,M}^{\sigma} \quad (52)$$

où

$$\mathcal{M}_{LM}^e = \int \rho(\vec{r}) r^L Y_{LM}^* d\vec{r} - \frac{ik}{L+1} \int \vec{m}(\vec{r}) (\vec{r} \times \vec{\nabla} r^L Y_{LM}^*) d\vec{r} \quad (53)$$

$$\mathcal{M}_{LM}^M = \frac{\hbar}{m_N c} \frac{1}{L+1} \int \rho(\vec{r}) (\vec{L} \cdot \vec{\nabla} r^L Y_{LM}^*) d\vec{r} + \int \vec{m} \cdot \vec{\nabla} (r^L Y_{LM}^*) d\vec{r} \quad (54)$$

Les moments multipolaires définis en (53) et (54) sont de parité $(-)^L$ dans le cas électrique et $(-)^{L+1}$ dans le cas magnétique.

La probabilité de transition (41) entre deux états nucléaires, associée à la composante multipolaire d'ordre (LM) et de parité (σ) est alors définie sous la forme :

$$P_{LM}^{\sigma} = 8\pi \frac{L+1}{L[(2L+1)!!]^2} \frac{k^{2L+1}}{\hbar} | \langle I_f M_f | \mathcal{M}_{LM}^{\sigma} | I_i M_i \rangle |^2 \quad (55)$$

Le théorème de Wigner-Eckart appliqué à l'élément de matrice des composantes de l'opérateur tensoriel $\mathcal{M}_{L,M}^{\sigma}$ permet de le factoriser sous la forme

$$\langle I_f M_f | \mathcal{M}_{L,M}^{\sigma} | I_i M_i \rangle = \frac{1}{\sqrt{2I_i+1}} (I_f M_f L M | I_f L I_i M_i) \langle I_f || \mathcal{M}_L^{\sigma} || I_i \rangle \quad (56)$$

où le coefficient de Clebsch-Gordan est un facteur purement géométrique et où le facteur $\langle I_f || \mathcal{M}_L^{\sigma} || I_i \rangle$, indépendant des composantes directionnelles des moments définit l'élément de matrice réduit de l'opérateur "moment multipolaire".

3.3 Probabilités de transition réduites, ordre de grandeur et règles de sélection

On peut utiliser la relation (56) pour sommer sur toutes les projections du moment de l'état nucléaire final et pour moyenner sur celles de l'état nucléaire initial :

$$\frac{1}{2I_i + 1} \sum_{M_i} \sum_{M_f} P_{LM}^\sigma = P_{\sigma L}(I_i \rightarrow I_f)$$

Ces sommations s'imposent si le noyau initial n'est pas polarisé et si aucune mesure de polarisation n'est effectuée dans l'état final.

En définissant la probabilité de transition réduite

$$B(\sigma, L, I_i \rightarrow I_f) = \frac{\delta(\vec{L}, \vec{I}_i, \vec{I}_f)}{2I_i + 1} | \langle I_f || \mathcal{M}_L^\sigma || I_i \rangle |^2 \quad (57)$$

On a encore :

$$P_{\sigma L}(I_i \rightarrow I_f) = 8\pi \frac{L+1}{L[(2L+1)!!]^2} \frac{k^{2L+1}}{\hbar} B(\sigma, L, I_i \rightarrow I_f) \quad (58)$$

Les probabilités de transition réduites (57) de type E_L ou M_L ont les mêmes dimensions $e^2 L^{2L}$ et les probabilités (58) ont donc bien comme dimension l'inverse d'un temps. Les règles de sélection associées à la non-nullité des coefficients de Clebsch-Gordan sont définies dans (57) par la relation triangulaire de couplage des moments $\vec{L} + \vec{I}_i + \vec{I}_f = 0$ ou encore

$$|I_i - I_f| \leq L \leq I_i + I_f \quad (59)$$

De plus, la parité étant conservée par les interactions fortes et électromagnétiques on aura :

$$\pi_i \pi_f = (-)^L \text{ pour une transition de type } E_L$$

$$\pi_i \pi_f = (-)^{L+1} \text{ pour une transition de type } M_L$$

π_i et π_f étant les parités respectives des états nucléaires de la transition.

Dès lors, dans une transition entre deux états nucléaires (liés) de spin et parité respectifs I_i, π_i et I_f, π_f , la probabilité totale de transition électromagnétique est $P = \sum_{\sigma, L} P_{\sigma, L}$.

Nous donnons ci-après quelques estimations des ordres de grandeurs des différentes composantes $P_{\sigma, L}$ en regard de la parité et de l'ordre L .

La durée de vie associée est donc donnée par $T(I_i \rightarrow I_f) = 1 / P$ et le niveau initial aura une largeur $\Gamma_\gamma = \hbar/T$.

Considérons l'importance relative des deux termes du moment électrique (53): l'ordre de grandeur du second terme relativement au premier est donné par $(\frac{\hbar\omega}{2(L+1)m_N c^2})$, le magnéton de Bohr nucléaire ($e\hbar/2m_N c$) fixant la valeur de \tilde{m} . L'énergie de transition nucléaire étant de l'ordre de quelques MeV et la masse du nucléon d'environ 939

MeV, le second terme est en général négligeable dans l'expression (53). Il n'en est pas de même dans le moment magnétique (54) où les deux termes ont le même ordre de grandeur.

Pour un même ordre L , le rapport d'une transition magnétique M_L à une transition électrique E_L est fixé approximativement par :

$$\left(\frac{\mathcal{M}_{LM}^M}{\mathcal{M}_{LM}^E}\right)^2 \sim 10 \left(\frac{\hbar c}{m_N c^2 R}\right)^2 \sim 0.3 A^{-2/3} \quad (60)$$

D'autre part, les transitions d'ordre $(L+1)$ sont réduites d'un facteur $(kR)^2$ par rapport aux transitions d'ordre L , cette relation étant valable indifféremment pour les transitions électriques et magnétiques.

On peut encore en déduire qu'en l'absence de tout effet particulier due à la structure nucléaire, la composante M_L d'une transition sera plus favorable que la composante E_{L+1} permise par les règles de sélection :

$$\frac{P_{E,L+1}}{P_{M,L}} \sim \frac{1}{10} (kR)^2 \left(\frac{\hbar c}{m_N c^2 R}\right)^{-2} = 1.2 \cdot 10^{-4} A^{4/3} \left(\frac{\hbar\omega}{1 \text{ MeV}}\right)^2 \quad (61)$$

Ces estimations sont valables dans le cadre de l'approximation des grandes longueurs d'onde ($kR \ll 1$). Elles sont réalistes pour des transitions nucléaires de quelques MeV. Ces estimations peuvent servir de guide dans tous les processus électromagnétiques tels que émission ou absorption de radiation, excitation coulombienne,....

3.4 Estimation sur base d'un modèle à 1 nucléon

Pour décrire la structure d'un noyau, l'hypothèse qui consiste à définir un champ moyen et à considérer les états des nucléons individuels dans ce champ moyen s'est révélée fructueuse.

Différents modèles nucléaires ont été développés sur cette hypothèse et de nombreux états nucléaires peuvent être décrits en considérant les propriétés associées à un nombre limité voir à un seul nucléon dans un champ moyen - ce sont les modèles à particules indépendantes dont le modèle à un nucléon est, pourrait-on dire, le cas limite.

Dans l'étude des transitions électromagnétiques nucléaires, le modèle à un nucléon peut fournir des estimations, généralement grossières, des probabilités de transition.

L'estimation des probabilités des transitions électromagnétiques dans le cadre d'un modèle à un nucléon [2, Chapitre2] fournit des unités de référence (unités Weisskopf) et une idée qualitative des propriétés nucléaires. Si les probabilités obtenues par ce modèle sont trop faibles, il faut penser à des effets collectifs et des degrés de liberté collectifs doivent être introduits. Si au contraire, les probabilités sont trop grandes comparées aux données expérimentales, il faut penser à de nouveaux nombres quantiques et de nouvelles règles de sélection qui empêchent la transition de se produire.

Considérons un noyau A impair et supposons que l'on puisse attribuer au nucléon impair une partie importante des propriétés du noyau, le coeur nucléaire pair-pair étant supposé ne pas contribuer aux transitions. Les états du nucléon impair sont par exemple définis par le modèle en couches sphériques.

Reprenons l'hamiltonien d'interaction sous la forme (52), les moments \mathcal{M}_{LM}^σ étant définis par (53) et (54), et considérons pour le noyau une distribution de nucléons libres dans un champ moyen. Soient les expressions des densités:

$$\rho(\vec{r}) = \sum_{i=1}^A e_i \delta(\vec{r} - \vec{r}_i) \quad (62)$$

$$m(\vec{r}) = \sum_{i=1}^A \mu_i \vec{\sigma}_i \delta(\vec{r} - \vec{r}_i) \quad (63)$$

avec $e_i = +e$ et $\mu_i = 2.79 \mu_B$ pour les protons,
 $e_i = 0$ et $\mu_i = -1.91 \mu_B$ pour les neutrons,

μ_B étant le magnéton de Bohr nucléaire.

Afin de ne pas différencier les états proton et neutron, on utilisera le formalisme de l'isospin avec une composante $\tau_{3i} |p\rangle = +|p\rangle$ et $\tau_{3i} |n\rangle = -|n\rangle$

On a donc $e_i = \frac{e}{2}(1 + \tau_{3i})$ et $\mu_i = \frac{1}{2}(\mu_+ + \mu_- \tau_{3i})$ avec $\mu_{\pm} = \mu_p \pm \mu_n$

Ainsi, pour les transitions électriques, le terme dominant est donné par :

$$\mathcal{M}_{LM}^e = \sum_{i=1}^A e_i r_i^L Y_{LM}^*(\vec{r}_i)$$

En supposant les nucléons liés dans un champ central d'oscillateur isotrope avec correction en \vec{l}^2 et $\vec{l} \cdot \vec{s}$, les états nucléaires individuels sont définis par les nombres quantiques $|n l j m\rangle$ (modèle en couches sphériques). On aura alors à calculer des éléments de matrice du type

$$\langle n_f l_f j_f m_f | \mathcal{M}_{LM}^\sigma | n_i l_i j_i m_i \rangle$$

et des probabilités de transition réduites

$$B(\sigma, L, j_i \rightarrow j_f) = \frac{1}{2j_i + 1} | \langle n_f(l_f \frac{1}{2}) j_f | | \mathcal{M}_L^\sigma | | n_i(l_i \frac{1}{2}) j_i \rangle |^2 \quad (64)$$

Ainsi, explicitement, on aura pour une transition électrique E_L :

$$B(E_L, j_i \rightarrow j_f) = \frac{e^2}{2j_i + 1} | \langle n_f | r^L | n_i \rangle |^2 | \langle l_f \frac{1}{2} j_f | | Y_L | | l_i \frac{1}{2} j_i \rangle |^2 \quad (65)$$

Seul le premier terme du moment électrique a été retenu, le second terme étant d'ordre inférieur par le facteur $\frac{k\hbar}{m_N c} \simeq 10^{-3} E_\gamma (MeV)$

Les relations définissant les éléments de matrice du tenseur Y_L permettent d'écrire (65) sous la forme [3, Chapitre 6.3 et 9.6]:

$$B(E_L, j_i \rightarrow j_f) = \frac{e^2}{2j_i + 1} | \langle n_f | r^L | n_i \rangle |^2 (2j_i + 1)(2j_f + 1) \left\{ \begin{matrix} l_f & l_i & L \\ j_i & j_f & 1/2 \end{matrix} \right\}^2 (l_f || Y_L || l_i)^2 \quad (66)$$

On en déduit la probabilité d'émission E_L (55) entre deux états à un seul nucléon sous la forme (single particle : s.p) :

$$P_{E_L}^{s.p} = \frac{2(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} \left(\frac{e^2}{\hbar c} \right) \omega (kR)^{2L} \left(\left(\frac{r}{R} \right)^L \right)^2 S_{E_L} \quad (67)$$

où le facteur S_{E_L} est défini à partir de l'expression (66).

Pour une transition magnétique M_L , les deux termes du moment magnétique (54) étant du même ordre de grandeur doivent être considérés et on obtient :

$$B(M_L, j_i \rightarrow j_f) = \left(\frac{\hbar}{m_N c} \right)^2 | \langle n_f | r^{L-1} | n_i \rangle |^2 (2j_f + 1) \frac{(2L+1)^2}{L} (l_f || Y_{L-1} || l_i)^2 \left[\sqrt{\frac{3}{2}} \left(L\mu_p - \frac{L}{L+1} \right) \left\{ \begin{matrix} l_f & 1/2 & j_f \\ l_i & 1/2 & j_i \\ L-1 & 1 & L \end{matrix} \right\} + \frac{(-)^{j_f+l_f+\frac{1}{2}}}{(L+1)} (j_i(j_i+1)(2j_i+1))^{1/2} \left\{ \begin{matrix} l_f & j_f & 1/2 \\ j_i & l_i & L-1 \end{matrix} \right\} \left\{ \begin{matrix} j_f & L & j_i \\ 1 & j_i & L-1 \end{matrix} \right\} \right]^2 \quad (68)$$

Cette expression se simplifie pour les transitions à $L = |j_i - j_f|$ car dans ce cas le second terme de l'expression s'annule, la règle triangulaire $(j_i, j_f, L-1)$ n'étant pas satisfaite dans les coefficients $6j$. Dans ce cas on aura pour l'expression de la probabilité d'émission M_L entre deux états à un seul nucléon (s.p) :

$$P_{M_L}^{s.p} = \frac{2(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} \left(\frac{e^2}{\hbar c} \right) \omega (kR)^{2L} \left(\frac{\hbar}{m_N c R} \right)^2 \left(\mu_p L - \frac{L}{L+1} \right)^2 < \left(\frac{r}{R} \right)^{L-1} >^2 S_{M_L} \quad (69)$$

où le facteur S_{M_L} est défini, dans le cas particulier d'une transition à $L = |j_i - j_f|$, par

$$S_{M_L} = 4\pi \frac{(2L+1)(2j_f+1)}{L} (l_f || Y_{L-1} || l_i)^2 \frac{3}{2} \left\{ \begin{matrix} l_f & 1/2 & j_f \\ l_i & 1/2 & j_i \\ L-1 & 1 & L \end{matrix} \right\}^2 \quad (70)$$

Dans l'hypothèse où les états d'un seul nucléon impair caractérisent les états d'un noyau A impair, on retrouve donc par les conditions de non-nullité des facteurs S_{E_L} et S_{M_L} les règles de sélection générales soient:

pour une transition E_L :

$$|j_i - j_f| \leq L \leq j_i + j_f$$

et $(-)^{(l_i+l_f+L)} = +1$ équivalente à $\pi_i \pi_f = (-)^L$

pour une transition M_L :

$$|j_i - j_f| \leq L \leq j_i + j_f$$

et $(-)^{l_i+l_f+L-1} = +1$ équivalente à $\pi_i \pi_f = (-)^{L+1}$.

Des règles de sélection supplémentaires apparaissent, imposées par le modèle nucléaire choisi, soient dans ce cas :

$$|l_i - l_f| \leq L \leq l_i + l_f$$

pour une transition E_L ,

$$|l_i - l_f| \leq L - 1 \leq l_i + l_f$$

pour une transition M_L .

Unités 'Weisskopf'

Les expressions (67) et (69) des probabilités de transitions permettent de fixer des ordres de grandeur en utilisant, pour les fonctions radiales $|n_i \rangle$, $|n_f \rangle$ du modèle, une valeur constante $|n \rangle = u(r) = \sqrt{\frac{3}{R^3}}$ sur le domaine nucléaire $r \leq R$ et $|n \rangle = 0$ à l'extérieur de ce domaine. On a alors $\langle \frac{r}{R} \rangle^L = \frac{3}{L+3}$.

Avec $R = r_0 A^{1/3}$ (fm) et $E_\gamma = k \hbar c \simeq k 197$ MeV fm, on a comme estimation des probabilités de transition E_L :

$$P_{EL}^{s,p} \simeq \frac{2(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} \left(\frac{3}{L+3}\right)^2 \left(\frac{e^2}{\hbar c}\right) \omega(kR)^{2L} S_{EL}$$

soit:

$$\frac{1}{\tau_{EL}^{s,p}} = 4.4 \cdot 10^{21} \frac{(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} \left(\frac{3}{L+3}\right)^2 \frac{r_0^{2L}}{(\hbar c)^{2L+1}} S_{EL} E_\gamma^{2L+1} A^{2L/3} (s^{-1}) \quad (71)$$

si E_γ est exprimée en MeV, $\hbar c = 197$ MeV.fm et $e^2/\hbar c = 1/137$.

De même pour les transitions M_L , une estimation est donnée par :

$$P_{ML}^{s,p} \simeq \frac{2(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} \left(\frac{3}{L+2}\right)^2 \left(\frac{e^2}{\hbar c}\right) \left(\frac{\hbar c}{m_N c^2 R}\right)^2 \omega(kR)^{2L} S_{ML} \left(\mu_p L - \frac{L}{L+1}\right)^2 \quad (72)$$

soit

$$\frac{1}{\tau_{ML}^{s,p}} = 1.9 \cdot 10^{20} \frac{L+1}{L[(2L+1)!!]^2} \left(\frac{3}{L+2}\right)^2 \frac{r_0^{2L-2}}{(\hbar c)^{2L+1}} S_{ML} \left(\mu_p L - \frac{L}{L+1}\right)^2 E_\gamma^{2L+1} A^{\frac{2L-2}{3}} (s^{-1}) \quad (73)$$

si E_γ est exprimé en MeV, $\hbar c = 197$ MeV.fm et $e^2/\hbar c = 1/137$.

Dans le cas particulier d'une transition $|j_i l_i 1/2 \rangle = |L+1/2, L, 1/2 \rangle \rightarrow |j_f l_f 1/2 \rangle = |1/2 0 1/2 \rangle$ le facteur $S_{EL} = 1$ et l'expression (71) définit l'unité "Weisskopf" des transitions $E_L(s^{-1})$:

$$\frac{1}{\tau_{EL}^W} = 4.4 \cdot 10^{21} \frac{L+1}{L[(2L+1)!!]^2} \left(\frac{3}{L+3}\right)^2 \frac{\tau_0^{2L}}{(\hbar c)^{2L+1}} E_\gamma^{2L+1} A^{\frac{2L}{3}} \quad (74)$$

De même l'unité "Weisskopf" des transitions $M_L(s^{-1})$ est défini par référence à (73) et estimée à la valeur

$$\frac{1}{\tau_{ML}^W} = 1.32 \cdot 10^{21} \frac{L+1}{L[(2L+1)!!]^2} \left(\frac{3}{L+3}\right)^2 \frac{\tau_0^{2L}}{(\hbar c)^{2L+1}} E_\gamma^{2L+1} A^{\frac{2L-2}{3}} \quad (75)$$

$$= 10 \left(\frac{\hbar c}{m_N c^2 R}\right)^2 \cdot \frac{1}{\tau_{EL}^W} \quad (76)$$

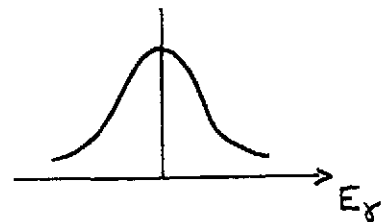
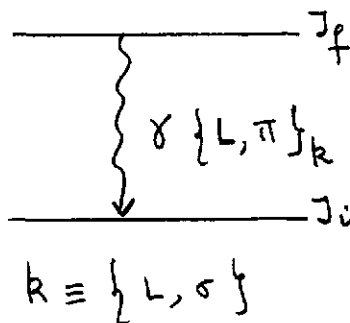
L'estimation $10 \left(\frac{\hbar c}{m_N c^2 R}\right)^2 \simeq 0.3 A^{-\frac{2}{3}}$ où $R = r_0 A^{\frac{1}{3}}$, a été introduite dans l'expression (76). Le coefficient numérique $(3/(L+2))^2$ a été également remplacé par $(3/(L+3))^2$ afin de relier plus directement les unités des transitions M_L à celles des transitions E_L . Ces unités ont été introduites par V.F. Weisskopf en 1951 [9].

Largeurs totale et partielles d'un état nucléaire

En utilisant la relation $\Delta E \Delta t \sim \hbar$, on définit la largeur d'un niveau nucléaire par $\Gamma = \hbar/\tau$.

Pour caractériser les ordres de grandeur des largeurs " γ " des niveaux nucléaires, les largeurs "Weisskopf" Γ_W seront utilisées comme valeurs de référence. Un état initial $|i \rangle$ pouvant se désexciter vers différents états finals $|f \rangle_k$, la comparaison entre théorie et expérience exige la mesure des différentes probabilités de transition P_k .

La largeur totale Γ de l'état initial s'exprime en fonction des largeurs partielles Γ_k



$$\Gamma = \sum_k \Gamma_k \quad (77)$$

Si les seules désexcitations de l'état initial sont les transitions radiatives $|i \rangle \rightarrow |f \rangle_k$, on a

$$\sum_k P_k = 1 \text{ et } \Gamma_k = P_k \cdot \Gamma \quad (78)$$

La largeur radiative Γ_k résulte généralement de plusieurs composantes multipolaires (E_L, M_{L+1}, \dots). En supposant, ce qui est réaliste, que seules les multipolarités σ_L et σ'_{L+1} contribuent, on a :

$$\Gamma_k = \Gamma_k(\sigma_L) + \Gamma_k(\sigma'_{L+1}) \quad (79)$$

Le rapport des largeurs partielles $\Gamma_k(\sigma_L)$ et $\Gamma_k(\sigma'_{L+1})$ peut être obtenu expérimentalement; on définit un rapport de mélange

$$\delta_k^2 = \frac{\Gamma_k(\sigma'_{L+1})}{\Gamma_k(\sigma_L)}$$

Dès lors,

$$\begin{aligned} \Gamma_k(\sigma_L) &= \frac{\Gamma_k}{1 + \delta_k^2} = \frac{P_k \Gamma}{1 + \delta_k^2} \\ \Gamma_k(\sigma'_{L+1}) &= \frac{\delta_k^2}{1 + \delta_k^2} P_k \Gamma \end{aligned} \quad (80)$$

En reprenant la relation $\Gamma = \frac{658}{\tau} \text{ fs meV}$ avec $\hbar = 658 \cdot 10^{-15} \text{ meV.s}$ et $\text{fs} = 10^{-15} \text{ s}$, on a, dans l'hypothèse de transitions uniquement radiatives, les expressions des largeurs partielles :

$$\begin{aligned} \Gamma_k(\sigma_L) &= 658 \frac{P_k}{1 + \delta_k^2} \frac{\text{fs meV}}{\tau} \\ \Gamma_k(\sigma'_{L+1}) &= 658 \frac{P_k \cdot \delta_k^2}{1 + \delta_k^2} \frac{\text{fs meV}}{\tau} \end{aligned} \quad (81)$$

On peut encore utiliser l'expression de la 1/2 vie du niveau nucléaire soit $\tau_{1/2} = \tau \cdot \ln 2$.

Les largeurs "Weisskopf sont données par

$$\begin{aligned} \Gamma_W(E_L) &= \frac{658 \cdot 10^{-15} \text{ meV}}{\tau_W(E_L)} \\ &= 2.9 \cdot 10^9 \frac{(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} \left(\frac{3}{L+3}\right)^2 \frac{r_0^{2L}}{(\hbar c)^{2L+1}} E_\gamma^{2L+1} A^{\frac{2L}{3}} \end{aligned} \quad (82)$$

$$\begin{aligned} \Gamma_W(M_L) &= \frac{658 \cdot 10^{-15} \text{ meV}}{\tau_W(M_L)} \\ &= 1.25 \cdot 10^9 \frac{(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} \left(\frac{3}{L+3}\right)^2 \frac{r_0^{2L-2}}{(\hbar c)^{2L+1}} E_\gamma^{2L+1} A^{\frac{2L-2}{3}} \end{aligned} \quad (83)$$

soient pour les différentes multipolarités, les valeurs données dans la Table I (calculées pour $r_0 = 1.2 \text{ fm}$).

3.5 Règles de sélection en isospin des transitions radiatives

Bien que l'idée de l'invariance de charge de l'hamiltonien nucléaire (isospin = bon nombre quantique) soit ancienne (Wigner 1937), ce n'est que plus récemment que des tests expérimentaux du rôle de l'isospin dans les interactions des noyaux avec le champ électromagnétique ont été réalisés.

Considérons les éléments de matrice des moments multipolaires entre des états nucléaires définis par les nombres quantiques de spin (I, M) et d'isospin (T, T_z)

$$\langle I_f M_f, T_f T_{zf} | \mathcal{M}_{LM}^\sigma | I_i M_i, T_i T_{zi} \rangle \quad (84)$$

En explicitant les expressions e_i et μ_i de (62) et (63) dans les moments multipolaires électriques et magnétiques (53) et (54), ces derniers se séparent en un terme scalaire d'isospin et un terme vecteur d'isospin, soit :

$$\mathcal{M}_{LM}^\sigma = \mathcal{M}_{LM}^{\sigma(0,0)} + \mathcal{M}_{LM}^{\sigma(1,0)}(\tau_3) \quad (85)$$

Cette séparation fait directement apparaître les règles de sélection en isospin.

En effet, pour la composante q d'un opérateur tensoriel d'ordre k en isospin, le théorème de Wigner-Eckart permet d'écrire l'élément de matrice

$$\langle T_f T_{zf} | O^{kq} | T_i T_{zi} \rangle = (-)^{T_f - T_{zf}} \begin{pmatrix} T_f & k & T_i \\ -T_{zf} & q & T_{zi} \end{pmatrix} \langle T_f || O^k || T_i \rangle \quad (86)$$

La règle de sélection est entièrement définie par le coefficient de Clebsch-Gordan

$$q = T_{zf} - T_{zi}$$

$$|T_f - T_i| \leq k \leq T_f + T_i$$

En appliquant le théorème de Wigner-Eckart au calcul des éléments de matrice des moments multipolaires on a donc :

$$\begin{aligned} & \langle I_f M_f, T_f T_{zf} | \mathcal{M}_{LM}^{\sigma(0,0)} + \mathcal{M}_{LM}^{\sigma(1,0)} | I_i M_i, T_i T_{zi} \rangle \\ &= (-)^{T_f - T_{zf}} \begin{pmatrix} T_f & 0 & T_i \\ -T_{zf} & 0 & T_{zi} \end{pmatrix} \langle I_f M_f; T_f || \mathcal{M}_{LM}^{\sigma(0)} || I_i M_i; T_i \rangle \\ &+ (-)^{T_f - T_{zf}} \begin{pmatrix} T_f & 1 & T_i \\ -T_{zf} & 0 & T_{zi} \end{pmatrix} \langle I_f M_f; T_f || \mathcal{M}_{LM}^{\sigma(1)} || I_i M_i; T_i \rangle \end{aligned} \quad (87)$$

On note immédiatement la condition $T_{zf} = T_{zi} \equiv T_3$ évidente pour une transition γ , i.e. dans un noyau donné, à T_3 défini ($T_3 = \frac{Z-N}{2}$).

Le terme scalaire d'isospin dans (87) est défini explicitement par

$$\begin{aligned} &= (2T_i + 1)^{-1/2} \delta_{T_f, T_i} \langle I_f M_f, T_f || \mathcal{M}_{LM}^{\sigma(0)} || I_i M_i, T_i \rangle \\ &= \delta_{T_f, T_i} \langle I_f M_f | \mathcal{M}_{LM}^\sigma | I_i M_i \rangle \end{aligned} \quad (88)$$

Ce terme est donc différent de zéro pour les transitions $\Delta T = 0$ du type $T \rightarrow T$; il est indépendant de T_z et de T .

Pour le terme vecteur d'isospin, on a :

- dans le cas $T_i = T_f \pm 1$

$$(-)^{T_f - T_3} \begin{pmatrix} T_f & 1 & T_i \\ -T_3 & 0 & T_3 \end{pmatrix} = (-)^{T_f - T_3} \left(\frac{T_{>}^2 - T_3^2}{T_{>}(2T_{>} + 1)(2T_{>} - 1)} \right)^{1/2} \delta(\vec{T}_f \vec{1} \vec{T}_i)$$

où $T_{>}$ désigne la plus grande des valeurs (T_i, T_f) .

- dans le cas $T_i = T_f$

$$(-)^{T_f - T_3} \begin{pmatrix} T_f & 1 & T_i \\ -T_3 & 0 & T_3 \end{pmatrix} = \frac{T_3}{(T_i(T_i + 1)(2T_i + 1))^{1/2}}$$

Ce terme contribue aux transitions de type $\Delta T = 0, \pm 1$ ($T = 0 \rightarrow T = 0$ interdite).

La règle de sélection d'isospin des transitions électromagnétiques se résume donc en :

$$\Delta T_3 = 0, \Delta T = 0, \pm 1 \quad (89)$$

En pratique, différentes corrections vont à l'encontre de l'interdiction des transitions dues aux règles de sélection en isospin telles que les termes d'ordre supérieur en (kR) dans les moments \mathcal{M}_{LM}^e , les contributions des courants mésoniques, les forces de Coulomb et la différence de masse $p - n$ qui brisent la symétrie d'isospin,..... Dès lors, on parlera plutôt de transitions "retardées" d'isospin.

3.6 Corrections de centre de masse

Dans un modèle à particules indépendantes, la fonction d'onde totale du noyau composé de A nucléons est écrite en les coordonnées $\vec{r}_1 \vec{r}_2 \dots \vec{r}_A$ de ces nucléons, référés à une origine quelconque. En pratique il est nécessaire de séparer l'interaction du photon avec le noyau considéré comme un tout, ce qui produit une excitation ou désexcitation de son centre de masse, des interactions associées aux degrés de liberté internes. Pour ce faire, il faut notamment considérer les opérateurs en coordonnées relatives $\vec{\rho} = \vec{r}_i - \vec{R}$ où $\vec{R} = \frac{1}{A} \sum_{i=1}^A \vec{r}_i$ est la coordonnée du centre de masse du noyau, avec la condition $\sum_{i=1}^A \vec{\rho}_i = 0$. Généralement dans un calcul en modèle en couches, les états du noyau sont définis par les fonctions d'onde $\Psi(\vec{r}_1 \dots \vec{r}_A)$ et l'hamiltonien n'est pas invariant de translation. Des corrections d'élimination des effets "spurieux" liés au centre de masse doivent être opérées.

Pour les transitions électromagnétiques, une correction peut être définie par l'introduction de charges effectives. Cette correction de centre de masse est particulièrement importante pour les transitions dipolaires E_1 ; elle peut dans ce cas être facilement évaluée.

En effet, considérons l'expression de l'opérateur de transition E_1

$$\begin{aligned} \mathcal{M}_{1M}^e &= \sum_{i=1}^A e_i r_i Y_{1M}^* \\ &= \sqrt{\frac{3}{4\pi}} \sum_{i=1}^A e_i (r_i)_M = \sqrt{\frac{3}{4\pi}} D_M \end{aligned} \quad (90)$$

où D_M est une des composantes $M = +1, 0, -1$ du vecteur

$$\vec{D} = \sum_{i=1}^A e_i \vec{r}_i \quad (91)$$

En terme des coordonnées relatives $\vec{\rho}_i$ appropriées pour exprimer l'excitation des seuls degrés de liberté internes, on aurait l'opérateur

$$\vec{D}' = \sum_{i=1}^A e_i \vec{\rho}_i = \sum_{i=1}^A e_i (\vec{r}_i - \vec{R}) \quad (92)$$

soit encore

$$\begin{aligned} \vec{D}' &= e \sum_{i=1}^Z \vec{r}_i - e Z \vec{R} = e \sum_{i=1}^Z \vec{r}_i - \frac{eZ}{A} \sum_{i=1}^A \vec{r}_i \\ &= e \sum_{i=1}^Z \left(1 - \frac{Z}{A}\right) \vec{r}_i - \frac{eZ}{A} \sum_{i=Z+1}^A \vec{r}_i \end{aligned} \quad (93)$$

La première sommation de 1 à Z concerne les protons, la seconde de $(Z + 1)$ à A concerne les $N = A - Z$ neutrons. On a encore :

$$\vec{D}' = e \frac{N}{A} \sum_{i=1}^Z \vec{r}_i - e \frac{Z}{A} \sum_{i=Z+1}^A \vec{r}_i \quad (94)$$

On peut donc considérer que l'expression en coordonnées \vec{r}_i , soit:

$$\vec{D} = \sum_{i=1}^A e_i \vec{r}_i$$

est correcte en affectant aux protons une charge effective $e_i = \frac{eN}{A}$ et aux neutrons une charge effective $e_i = \frac{-eZ}{A}$. Ces charges effectives définissent l'image du dipole.

La différence entre les opérateurs \vec{D} et \vec{D}' est

$$\vec{D} = \vec{D}' + e Z \vec{R}$$

Ce terme complémentaire correspond à considérer le noyau dans son ensemble (centre de masse \vec{R}) avec une charge définie par les Z protons (charge totale = $+Ze$).

La notion de charge effective a pour effet de tenir compte des contributions dues au recul du noyau résiduel lors de la transition E_1 définie ici dans un modèle à particules indépendantes.

L'opérateur \vec{D}' peut encore être écrit en utilisant les opérateurs d'isospin différenciant neutrons et protons. On a alors :

$$\vec{D}' = e \frac{N - Z}{2A} \sum_{i=1}^A \vec{r}_i - \frac{e}{2} \sum_{i=1}^A \tau_{3i} \vec{r}_i \quad (95)$$

Pour les transitions électriques et magnétiques d'ordre supérieur, la notion de charge effective est moins bien justifiée. La correction de recul du centre de masse est d'ordre $\leq \frac{1}{A}$, d'autant plus faible que le noyau est lourd.

On peut montrer que la correction introduit non seulement des termes en les coordonnées de particules individuelles comme dans le cas de l'opérateur E_1 mais également des termes dépendant des coordonnées de plus d'une particule.

En ne retenant que les termes correctifs de particules individuelles on a pour $L \geq 2$, des charges effectives $e_i = e \frac{1}{A^L} [(A-1)^L + (-)^L (Z-1)]$ pour les protons et $e_i = e Z \left(\frac{-1}{A}\right)^L$ pour les neutrons. Les termes correctifs en les coordonnées de plusieurs particules ne peuvent être évalués que par référence à un modèle du noyau; ils ne sont pas nécessairement négligeables.

Dans le cas des opérateurs magnétiques; on remplacera les coordonnées \vec{r}_i par $\vec{\rho}_i = \vec{r}_i - \vec{R}$ et les moments \vec{p}_i par $\vec{\pi}_i = \vec{p}_i - \frac{1}{A} \vec{P}$ où le moment du centre de masse est défini par $\vec{P} = \sum_{i=1}^A \vec{p}_i$ [1, Chapitre 5].

La correction pour l'opérateur M_1 est d'ordre $\frac{1}{A}$.

3.7 Transitions défavorisées E_1 , M_1

De l'expression (95) et des règles de sélection d'isospin il résulte par exemple qu'une transition E_1 à $\Delta T = 0$ dans les noyaux self-conjugués ($Z = N, T_3 = 0$) est impossible.

Une règle similaire est définie pour les transitions M_1 . En effet, dans le moment multipolaire magnétique, la contribution du terme en le moment angulaire orbital est faible et la contribution scalaire d'isospin est donc essentiellement définie par le terme en $\mu_+ = \mu_p + \mu_n = 0.88$; elle est d'un ordre de grandeur inférieur à la contribution vectorielle proportionnelle à $\mu_- = \mu_p - \mu_n = 4.70$.

La contribution scalaire étant faible, les transitions M_1 à $\Delta T = 0$ des noyaux self-conjugués ($N = Z, T_3 = 0$) seront peu favorisées.

Ce sont là deux exemples particuliers mettant en évidence d'une part l'effet de correction de recul nucléaire dans les transitions dipolaires E_1 et d'autre part les règles de sélection en isospin des transitions dipolaires E_1 et M_1 .

En pratique, différentes corrections vont à l'encontre de l'interdiction des transitions dues aux règles de sélection en isospin comme nous l'avons déjà mentionné.

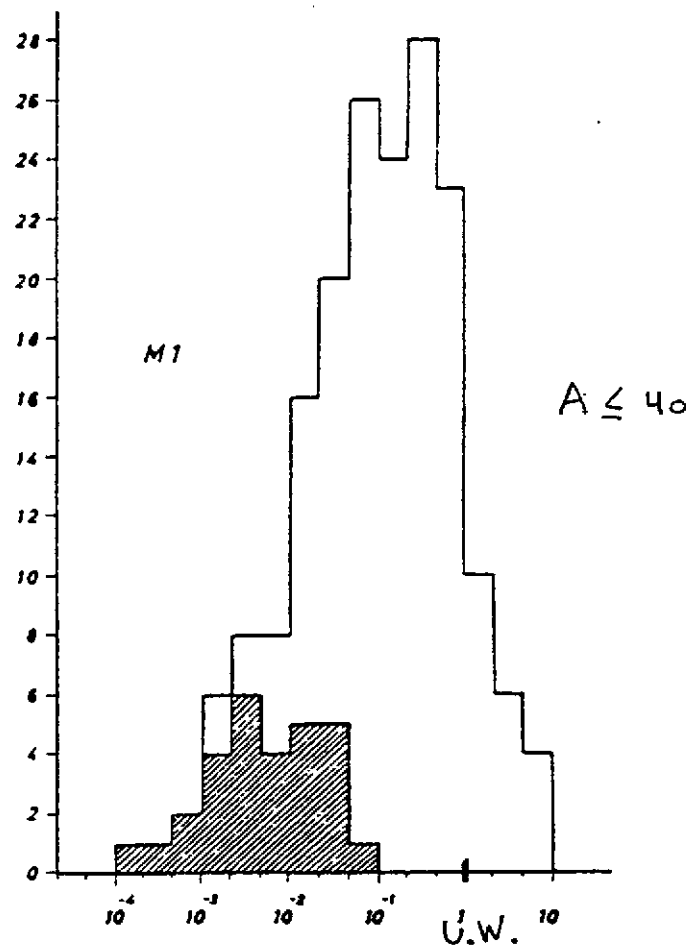
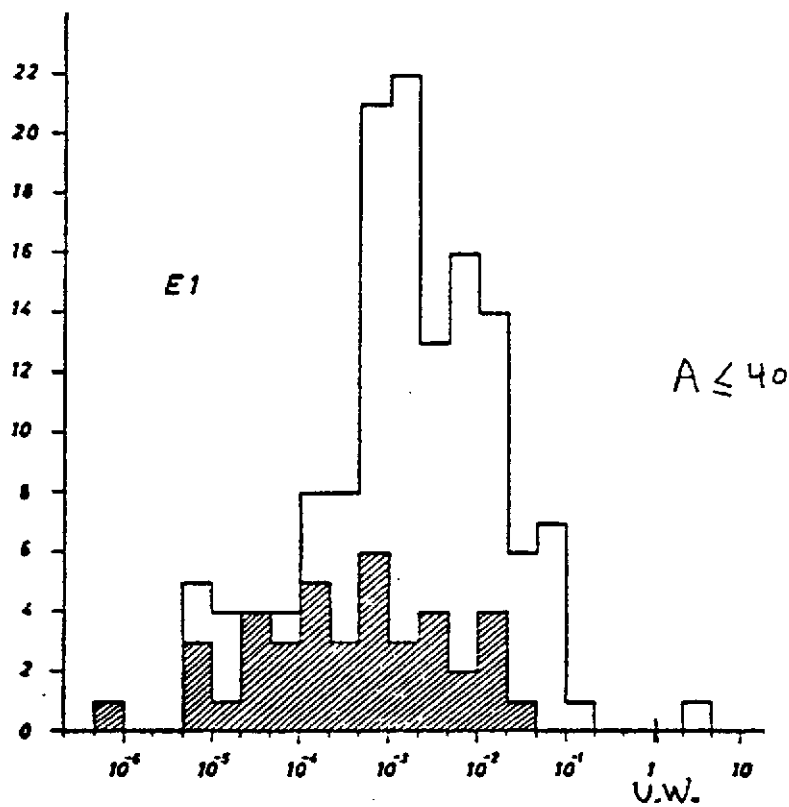
Les données expérimentales des transitions E_1 (Figure 3.1) montrent que les transitions E_1 "interdites" sont en fait défavorisées d'un ordre de grandeur.

La distribution des transitions M_1 (Figure 3.2) montre pour les transitions M_1 "interdites", un facteur d'empêchement similaire à celui identifié pour les transitions E_1 .

Figures 3.1 et 3.2

Figure 3.1 : Distribution des transitions E1 en unités Weisskopf pour les noyaux $A \leq 40$. La zone hachurée est celle des transitions retardées par les règles de sélection en isospin.

Figure 3.2 : idem Figure 3.1 pour les transitions M1



3.8 Etude qualitative des transitions E_L, M_L

Les expressions simplifiées obtenues dans le cadre du modèle à un nucléon permettent de mettre en évidence les règles essentielles de variation des probabilités de transition électromagnétique.

Ces probabilités présentent une dépendance importante en

- l'ordre de multipolarité L
- l'énergie de transition
- le caractère électrique ou magnétique

Pour une multipolarité L donnée, la probabilité de transition radiative augmente avec l'énergie proportionnellement à E^{2L+1} . Cette variation en énergie est directement apparente dans l'expression des unités Weisskopf des différents ordres multipolaires (71)-(73).

Les largeurs Weisskopf $\Gamma_W(E_L)$ et $\Gamma_W(M_L)$ en meV sont données dans la Table I [3].

TABLE I

The Weisskopf single-particle widths Γ_W (W.u.) in meV

Electric ^{a)}	Magnetic ^{a)}
$\Gamma_W(\epsilon 1) = 68 A^{2/3} E_\gamma^3$	$\Gamma_W(\pi 1) = 21 E_\gamma^3$
$\Gamma_W(\epsilon 2) = 4.9 \times 10^{-5} A^{4/3} E_\gamma^5$	$\Gamma_W(\pi 2) = 1.5 \times 10^{-5} A^{2/3} E_\gamma^5$
$\Gamma_W(\epsilon 3) = 2.3 \times 10^{-11} A^2 E_\gamma^7$	$\Gamma_W(\pi 3) = 6.8 \times 10^{-12} A^{4/3} E_\gamma^7$
$\Gamma_W(\epsilon 4) = 6.8 \times 10^{-18} A^{8/3} E_\gamma^9$	$\Gamma_W(\pi 4) = 2.1 \times 10^{-18} A^2 E_\gamma^9$
$\Gamma_W(\epsilon 5) = 1.6 \times 10^{-24} A^{10/3} E_\gamma^{11}$	$\Gamma_W(\pi 5) = 4.9 \times 10^{-25} A^{8/3} E_\gamma^{11}$

^{a)} The symbol A denotes the mass number and E_γ the transition energy in MeV.

Pour une énergie donnée, la probabilité de transition décroît en fonction de la multipolarité L proportionnellement à $(kR)^{2L}$ ($kR \ll 1$) où R définit le rayon du noyau. Les transitions d'ordre L élevé sont moins favorisées; de toutes les multipolarités L permises par les règles de sélection, celle de L minimum sera la plus favorable.

A même valeur de L , la radiation électrique E_L est toujours plus favorable que la radiation magnétique M_L .

Des unités Weisskopf (82)-(83) on déduit le rapport

$$\Gamma_W(M_L)/\Gamma_W(E_L) \cong 0.4 A^{-2/3}$$

On a également la relation

$$\frac{\Gamma_W(E_{L+1})}{\Gamma_W(M_L)} = \frac{\Gamma_W(E_{L+1})}{\Gamma_W(E_L)} \cdot \frac{\Gamma_W(E_L)}{\Gamma_W(M_L)} \simeq 1.2 \cdot 10^{-4} A^{4/3} E^2$$

montrant que la transition magnétique M_L est plus favorable que la transition électrique E_{L+1} d'ordre multipolaire supérieur. Si les règles de sélection le permettent, des mélanges (M_L, E_{L+1}) peuvent être observés, le plus favorable étant le mélange (M_1, E_2).

Ces différentes variations qualitatives des transitions radiatives sont représentées sur la Figure 3.3, définissant les probabilités $T_{s,p}(\text{sec}^{-1})$ calculées dans le modèle à un nucléon, en fonction de l'énergie et pour les différentes transitions E_L et M_L ($L = 1$ à 5). Les paramètres utilisés sont $R = 1.2 A^{1/3} \text{ fm}$, $A = 100$, $\mu_p = 2.79 \frac{e\hbar}{2 m_p c}$ et $S = 1$. Les probabilités de transition radiatives en fonction de l'énergie pour les différents ordres multipolaires $E_L(1-5)$ et $M_L(1-5)$ et différentes valeurs de A sont représentées respectivement sur les figures 3.4 et 3.5.

L'échelle est logarithmique et les valeurs théoriques du modèle à un nucléon (un proton) sont donc représentées par des droites sur ces figures.

Les durées de vie observées des transitions électromagnétiques E_1 à E_5 et M_1 à M_4 sont reportées en fonction du nombre N de neutrons sur les Figures (3.6 à 3.9). L'influence des valeurs d'énergie et de multipolarité est éliminée en considérant, pour une étude comparée de ces transitions, les durées de vie réduites $\tau A^{2L/3} E^{2L+1}$ pour E_L et $\tau A^{(2L-2)/3} E^{2L+1}$ pour M_L .

Les valeurs théoriques du modèle à un nucléon (un proton) sont représentées par des droites horizontales sur ces figures.

Les transitions E_1 (Figures 3.6 et 3.10) sont de 10^3 à 10^7 fois plus lentes que ne le prévoit l'unité Weisskopf. Ceci indique un effet d'interdiction de la transition liée à des règles de sélection supplémentaires; il s'agit des effets de retard dus à l'isospin et à la correction de recul nucléaire (centre de masse) (voir précédemment).

Les transitions E_4, E_5 et quelques transitions E_3 mettent en évidence des effets de structure en couches, notamment au voisinage de $N = 50$ et $N = 126$ ($Z = 82$).

L'effet de fermeture de couches à $N = 50, 82$ et 126 est évident pour les transitions M_4 (Figure 3.9 et 3.11). Celles-ci se trouvent localisées dans les noyaux impairs des régions précédant les nombres exceptionnels en neutron $N = 50, 82$ et 126 ou en proton $Z = 50, 82$. Ces noyaux sont caractérisés par une suite de niveaux de parité différente ($\Delta\pi = -1$) et présentant une grande différence de spins ($\Delta L = 4$) et généralement une faible différence en énergie. Ces transitions M_4 (peu favorisées) sont donc caractéristiques d'états de longues durées de vie : ce sont des transitions "isomériques". Les regroupements apparents sur la Figure 3.9 sont appelés "îles d'isométrie M_4 ". Quelques exemples de ces transitions M_4 sont données sur la Figure 3.12. Cette isométrie est caractéristique du modèle en couches (sphériques) dont le schéma de niveaux est rappelé sur la Figure 3.13.

Les transitions E_2 (Figures 3.7 et 3.14) des noyaux pairs-pairs présentent des durées de vie nettement plus faibles que les valeurs théoriques du modèle à un nucléon. Ceci indique un effet collectif, un grand nombre de nucléons du coeur contribuant à la transition radiative.

Dans plusieurs exemples de transitions E_2 dans des noyaux impairs (Table II) la mesure de l'effet collectif est donnée par l'effet de déformation du coeur "inerte" sur l'orbite du nucléon externe, laquelle est estimée par la charge effective e_{eff} nécessaire à reproduire la donnée expérimentale. Dans le calcul à un nucléon, les effets dus au coeur nucléaire sont donc simulés par une modification de la charge du nucléon de valence.

On définit cette charge effective par

$$e_{eff} = e\left(\frac{1}{2} + \tau_3\right) + e \text{ (polarisation } E_2) = \langle j_f || \mathcal{M} E_2 || j_i \rangle / \langle j_f || \tau^2 Y_2 || j_i \rangle.$$

Les valeurs e_{eff} obtenues sont liées à l'orbite du nucléon externe; l'effet de polarisation décroît quand l'énergie de liaison du nucléon est moindre (un nucléon en moyenne plus éloigné du coeur nucléaire aura sur ce dernier un effet déformant plus faible).

Figure 3.3
 Probabilités de transitions E_L et M_L ($L = 1-5$) pour $A = 100$ en fonction de l'énergie E_γ en keV.

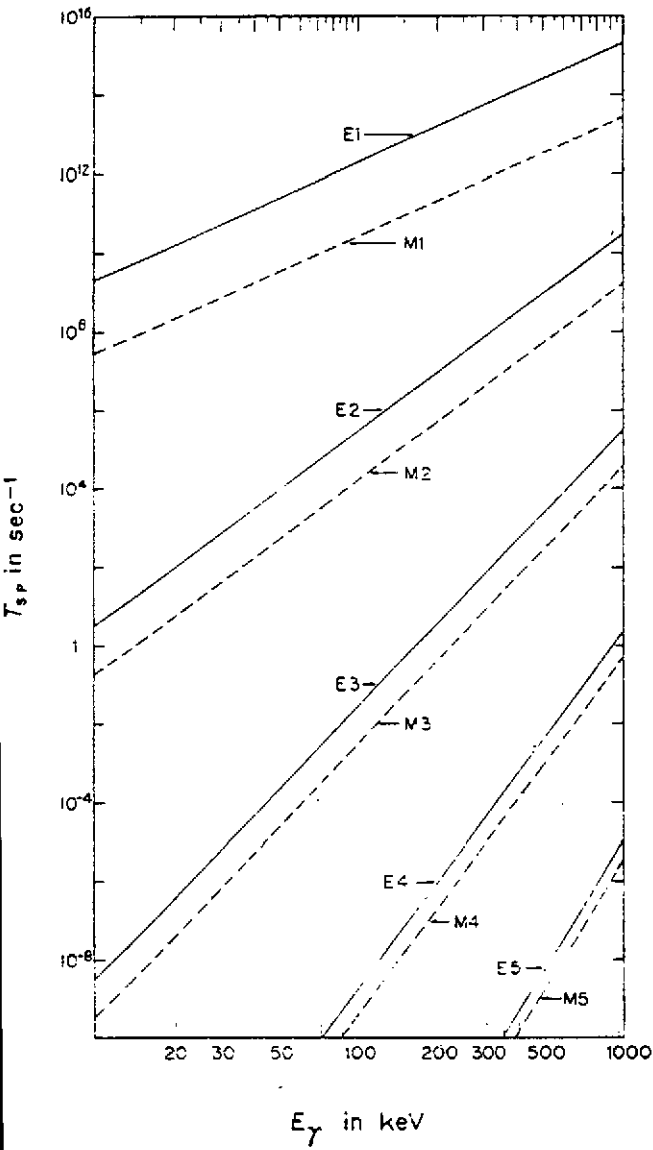
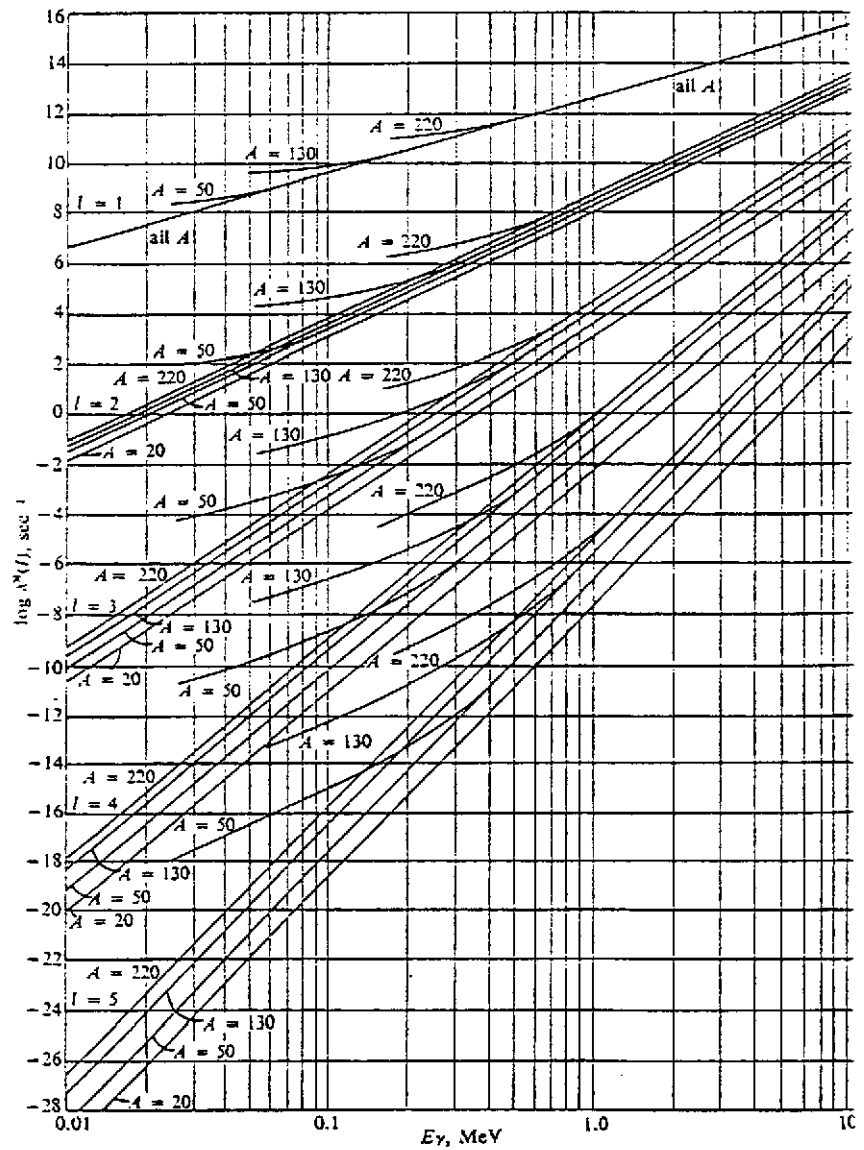


Fig 3.5



Figures 3.4 et 3.5

Figure 3.4 Probabilités des transitions E_L ($L = 1 - 5$) dans le modèle à un nucléon pour différents A en fonction de l'énergie E_γ en MeV.

Figures 3.5 idem pour les transitions M_L

Les droites sont représentatives des transitions purement radiatives, les courbes sont obtenues en ajoutant la contribution de la conversion interne

Fig 3.4

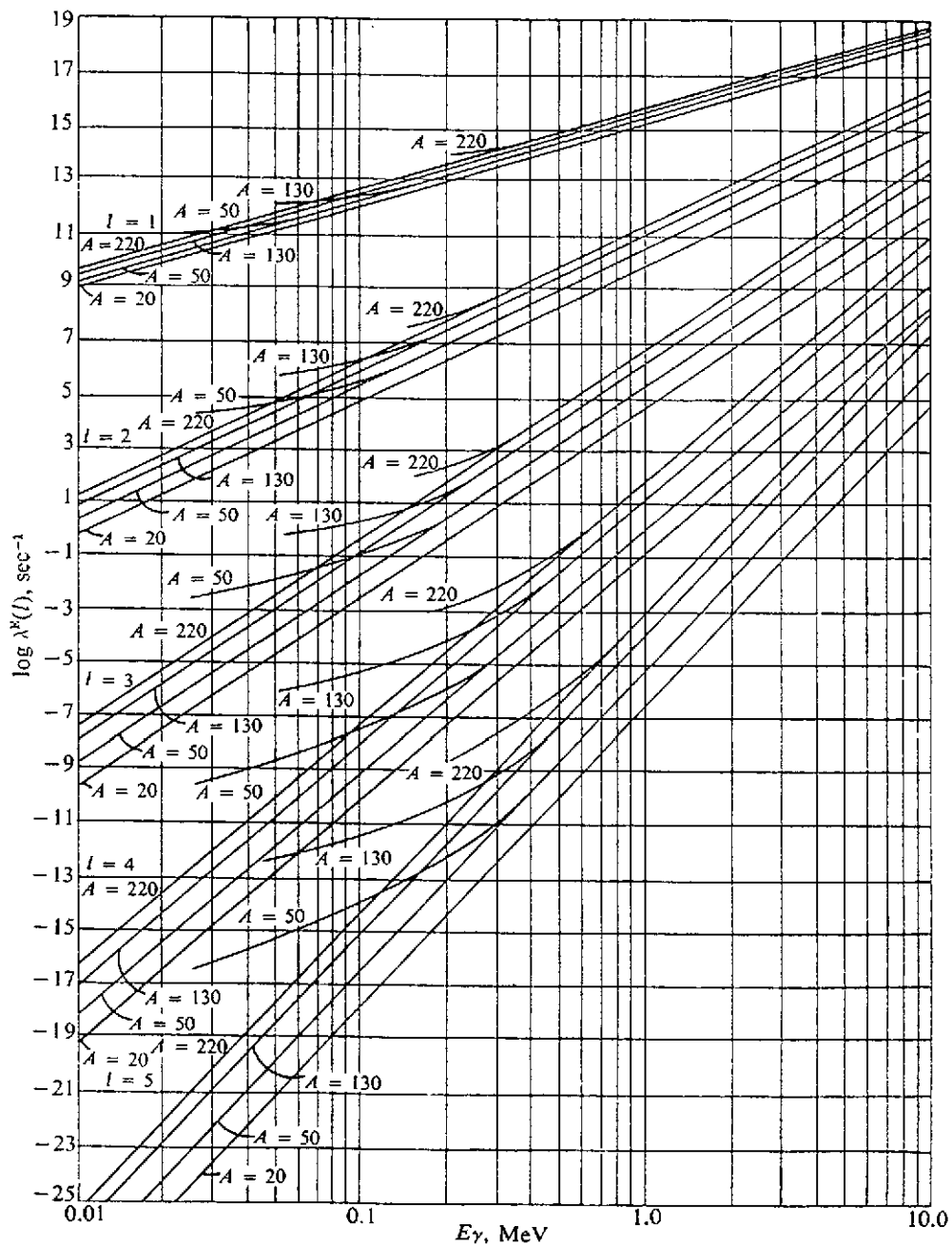
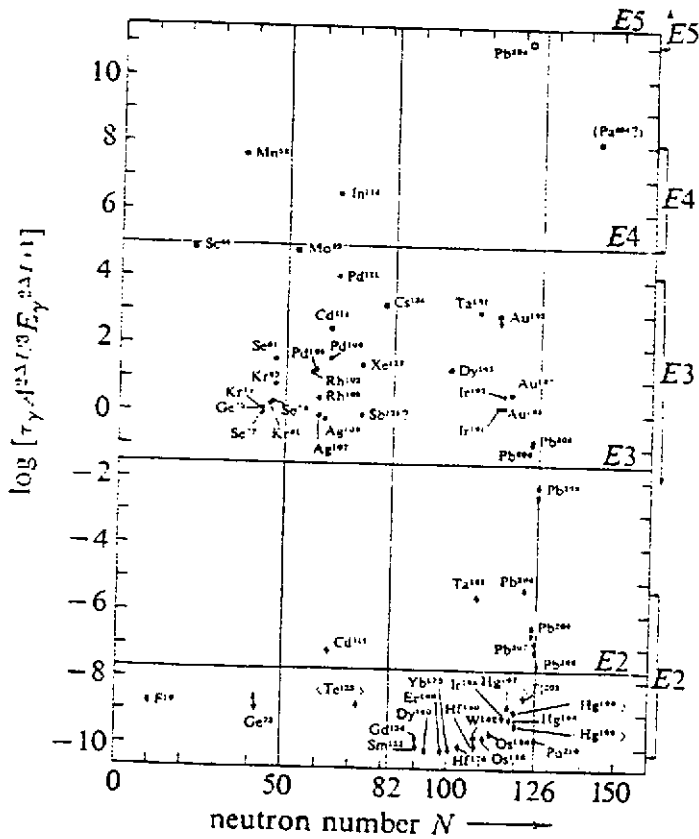


Figure 3.8 Transitions E_2 à E_5 (voir texte)

Figure 3.9 Transitions M_1 à M_4 (voir texte)



$$\log [\tau_\gamma A^{2L/3} E_\gamma^{2L+1}]$$

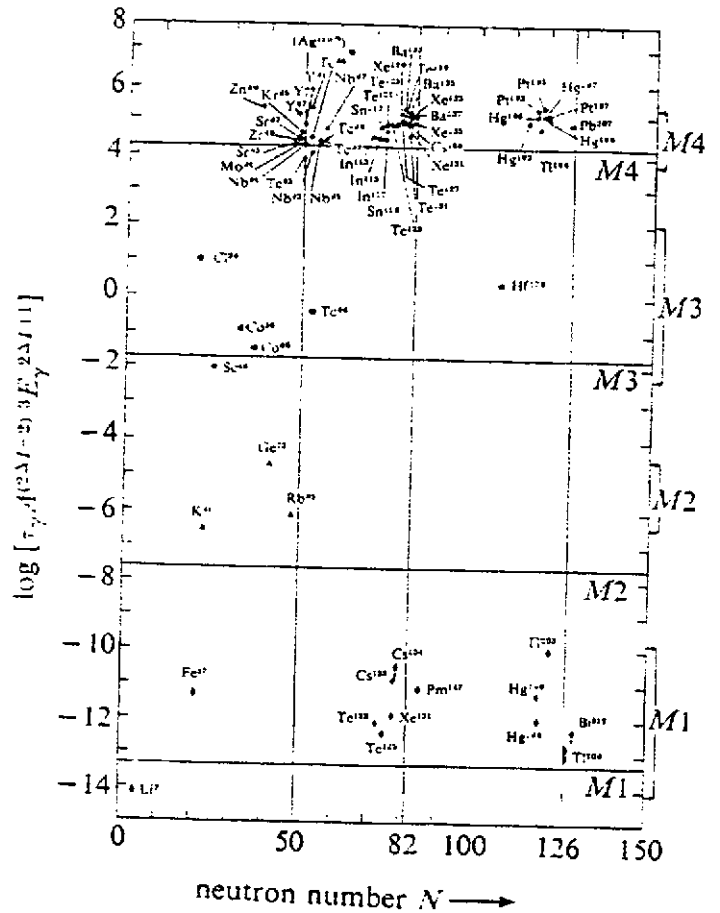


Figure 3.11 et Table II [8]

$$\lambda^{U.W} (M4) = 4.5 \cdot 10^{-6} A^2 E_\gamma^9$$

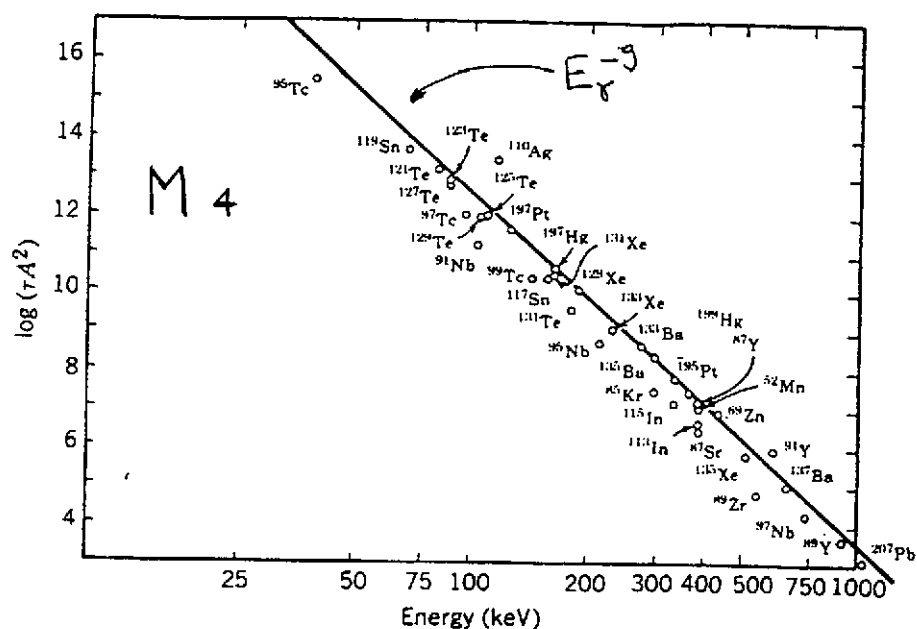


Table II

E2-transition probabilities

Nucleus	$(lj)_i$	$(lj)_f$	$B(E2)_{\text{obs}}(e^2\text{fm}^4)$	$B(E2)_{\text{sp}}(e^2\text{fm}^4)$	e_{eff}/e
$^{15}_7\text{N}$	$p_{3/2}^{-1}$	$p_{1/2}^{-1}$	7.4	4.6	1.3
$^{17}_8\text{O}$	$s_{1/2}$	$d_{5/2}$	6.3	35	0.42
$^{17}_9\text{F}$	$s_{1/2}$	$d_{5/2}$	64	43	1.2
$^{41}_{20}\text{Ca}$	$p_{3/2}$	$f_{7/2}$	66	40	1.3
$^{41}_{21}\text{Sc}$	$p_{3/2}$	$f_{7/2}$	110	40	1.7
$^{207}_{82}\text{Pb}$	$f_{5/2}^{-1}$	$p_{1/2}^{-1}$	70	81	0.9
$^{207}_{82}\text{Pb}$	$p_{3/2}^{-1}$	$p_{1/2}^{-1}$	80	110	0.85
$^{209}_{82}\text{Pb}$	$s_{1/2}$	$d_{5/2}$	150	866	0.42
$^{209}_{83}\text{Bi}$	$f_{7/2}$	$h_{9/2}$	40 ± 20	2.3	4 ± 1.5

Figure 3.12 Quelques exemples de transitions M_4

Figure 3.13 Shéma de niveaux du modèle en couches shériques

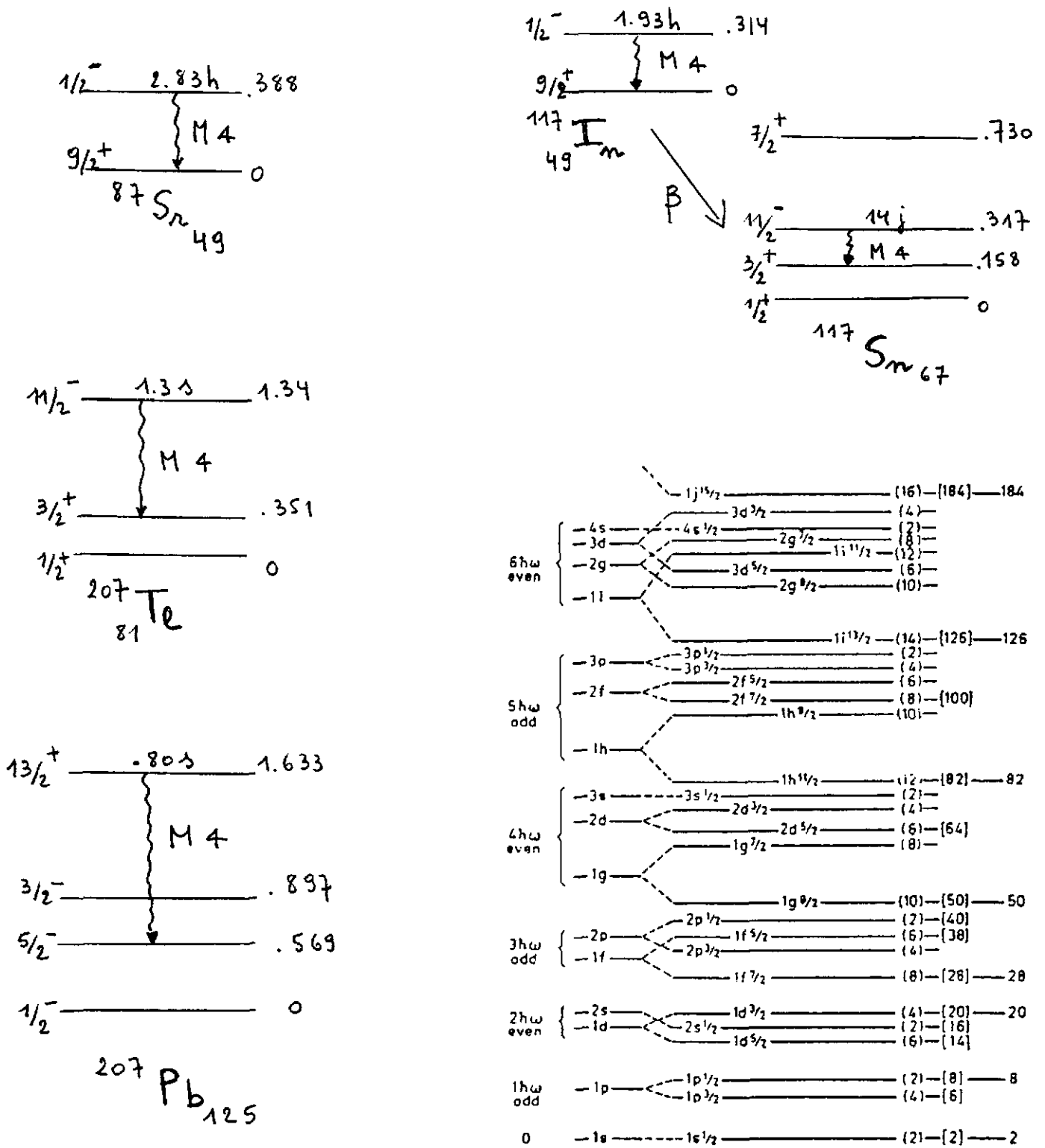


Fig 3.13

4 La Conversion interne

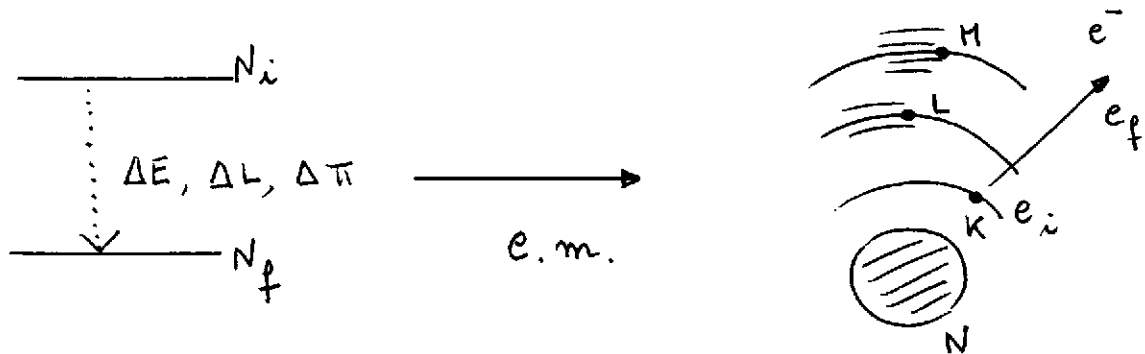
4.1 Généralités

La conversion interne est un processus électromagnétique qui entre en compétition avec l'émission radiative dans la désexcitation du noyau [2, Chapitre 10].

Ce processus fut découvert en 1924 [10] par l'observation d'un spectre de raies en électrons dans la désexcitation du noyau. Ce spectre fut immédiatement interprété comme défini par les électrons émis par "conversion" d'une transition nucléaire sur les différentes couches électroniques du cortège atomique. L'interaction électromagnétique entre le noyau et les électrons du cortège atomique est responsable de l'émission d'électrons liés de l'atome sous forme d'électrons libres. Le spectre des électrons est un spectre de raies, l'énergie des raies en électrons étant définie par:

$$E_{K,L,M,\dots}^e = \Delta E_N - \epsilon_{K,L,M,\dots} \quad (96)$$

où ΔE_N est l'énergie disponible dans la transition nucléaire et $\epsilon_{K,L,M,\dots}$ définit l'énergie de liaison des électrons des différentes couches K, L, M,...



Deux remarques s'imposent:

(1) les électrons de conversion sont les électrons du cortège atomique ce qui les différencie totalement des électrons β , créés dans un processus d'interaction faible et présentant un spectre continu en énergie,

(2) le processus de conversion interne n'est pas un processus en deux étapes dans lequel un photon serait émis par le noyau et produirait, par un processus analogue à l'effet photoélectrique, l'émission d'un électron atomique (la probabilité d'un tel processus direct du second ordre est négligeable).

L'expression (96) indique que pour toute transition nucléaire définie, le processus de conversion interne présente un seuil en énergie associé à l'énergie de liaison de la couche atomique K, L, M,.... Une résolution fine en énergie permettra d'observer les électrons des sous-couches $L_I(2s_{\frac{1}{2}})$, $L_{II}(2p_{\frac{1}{2}})$, $L_{III}(2p_{\frac{3}{2}})$ dans la couche L, etc...

Après une conversion interne, l'atome résiduel est dans un état excité défini par une lacune dans la couche occupée par l'électron émis. Cette lacune atomique sera rapidement comblée par des électrons des couches externes et on observe des raies X caractéristiques associées. On peut également observer des raies associées aux électrons Auger de réorganisation du cortège atomique.

La figure (Fig 4.1) illustre la transition β du ^{203}Hg vers le ^{203}Tl suivie dans le ^{203}Tl d'une transition de $279,180\text{ keV}$ convertie sur les électrons des couches K,L,M. Le "end-point" du spectre β est $W_\beta = 491.9\text{ keV}$ et les différentes raies en électrons de conversion sont:

$$E_K^e = 279.190 - 85.529 = 193.661\text{ keV}$$

$$E_{L_I}^e = 279.190 - 15.347 = 263.843\text{ keV}$$

$$E_{L_{II}}^e = 279.190 - 14.698 = 264.492\text{ keV}$$

$$E_{L_{III}}^e = 279.190 - 12.657 = 266.533\text{ keV}$$

$$E_{M_I}^e = 279.190 - 3.704 = 275.486\text{ keV}$$

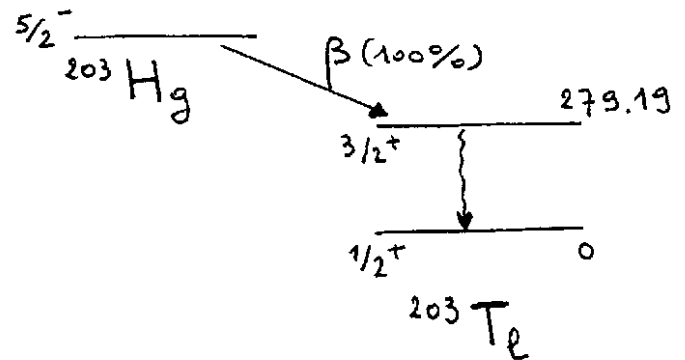
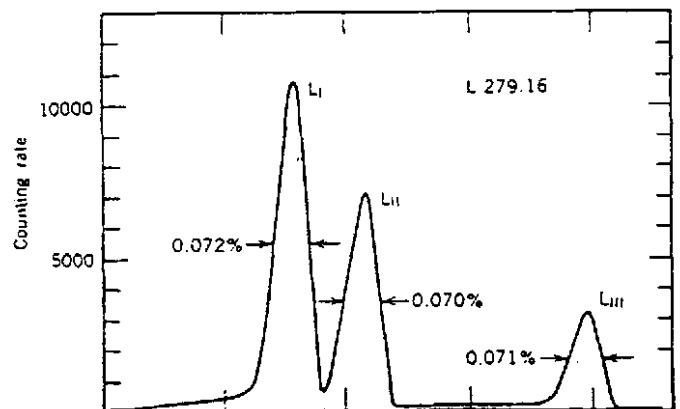
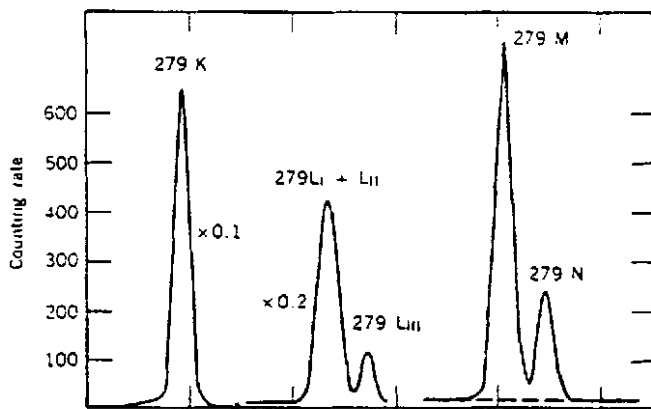
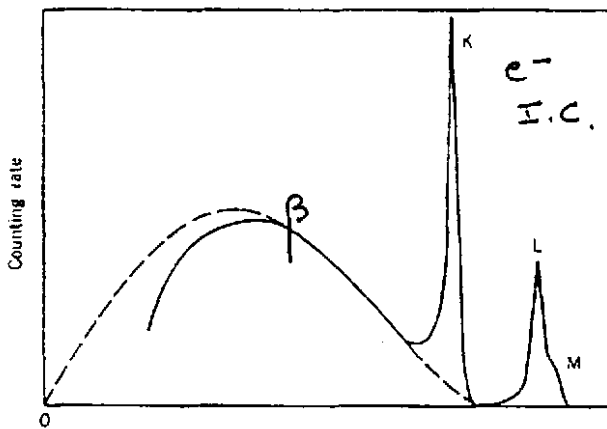


Fig 4.1



Un autre exemple est fourni par les raies en électrons de conversion de la transition $\frac{3}{2}^+ \rightarrow \frac{1}{2}^+$ de 7,85 keV du ^{239}Pu pour laquelle l'énergie disponible ne permet la conversion que sur les électrons des couches N et O (Fig 4.2 et 4.3).

On a dans ce cas:

$$E_{N_I}^e = 7.85 - 1.558 = 6.292$$

$$E_{N_{II}}^e = 7.85 - 1.377 = 6.473$$

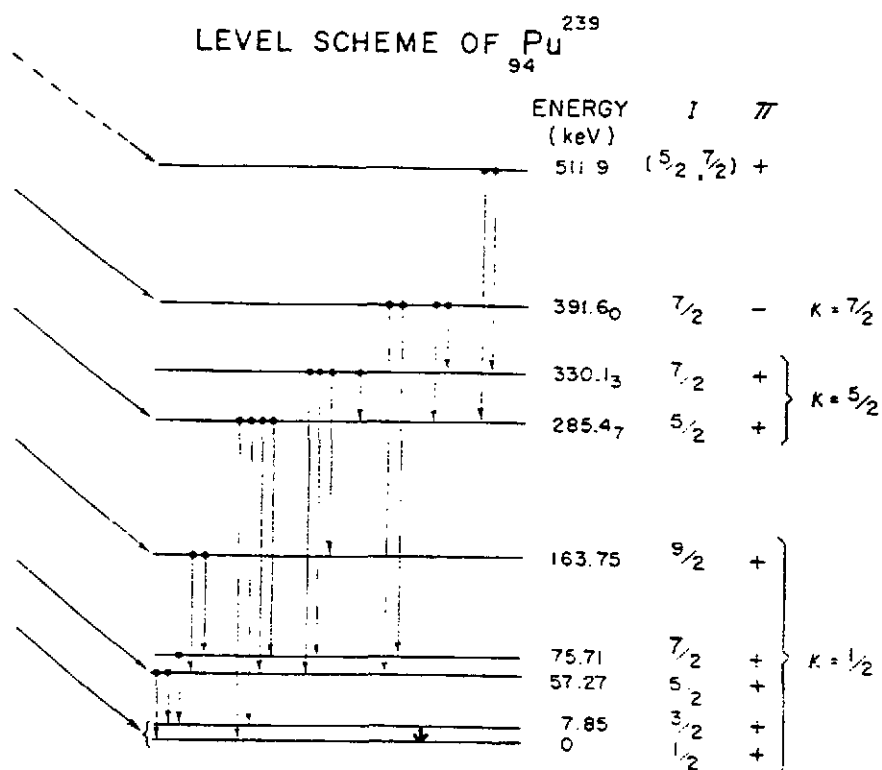
$$E_{N_{III}}^e = 7.85 - 1.12 = 6.73$$

$$E_{O_I}^e = 7.85 - .352 = 7.498$$

$$E_{O_{II}}^e = 7.85 - .279 = 7.571$$

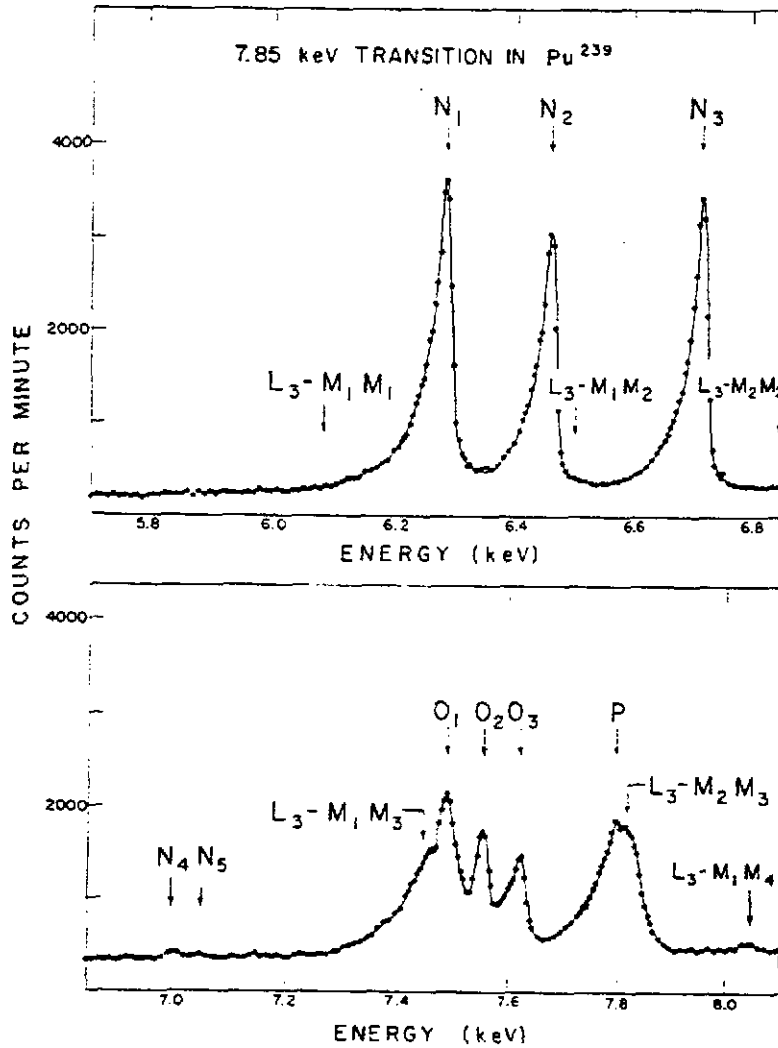
$$E_{O_{III}}^e = 7.85 - .212 = 7.638$$

Figure 4.2



Les raies X associées de réorganisation du cortège électronique sont également observées. Les raies X ($L_{III} - M_{II}M_{III}$) ont en effet une énergie de:
 $\epsilon(L_{III} - M_{II}M_{III}) = \epsilon_{L_{III}} - \epsilon_{M_{II}} - \epsilon_{M_{III}} = 18.057 - 5.546 - 4.562 \approx 7.9 \text{ keV}$.

Figure 4.3 Spectre d'électrons de conversion de la raie 7.85 keV du ^{239}Pu .



Les probabilités de conversion interne dépendent non seulement de l'énergie disponible ΔE_N , de la charge Z et de la couche électronique K, L, M, \dots mais également des multipolarités E_L, M_L de la transition nucléaire.

On définit les coefficients de conversion interne par le rapport de la probabilité de conversion interne à la probabilité associée de transition radiative, soient:

$$\alpha_{K,L,\dots}(E_L) = \frac{P_{K,L,\dots}^e(E_L)}{P_\gamma(E_L)}$$

pour une transition E_L

$$\alpha_{K,L,\dots}(M_L) = \frac{P_{K,L,\dots}^e(M_L)}{P_\gamma(M_L)}$$

pour une transition M_L .

Les premiers calculs de tels coefficients concernaient les conversions K , calculées en utilisant des fonctions d'onde électroniques relativistes dans le champ d'un noyau ponctuel [2, Rose1951]. Pour les conversions de type L, M, \dots des corrections liées aux effets d'écrantage des couches plus externes par les couches internes sont nécessaires [2, Rose1958]. Dès 1951, on réalisa [2, Sliv1951] que les coefficients de conversion interne dépendaient des dimensions du noyau et que des corrections d'extension finie du noyau devaient être introduites. La distribution de charge du noyau affecte les coefficients de conversion par des effets statiques dus à la modification des fonctions d'onde des électrons et par des effets dynamiques dus à la pénétration des électrons à l'intérieur du noyau, modifiant les interactions des électrons avec la densité de charge et le courant nucléaire. La dépendance en la structure du noyau est donc importante.

Comme nous le verrons dans le calcul détaillé des probabilités de conversion interne, l'effet de pénétration nucléaire se manifeste principalement par l'existence du processus E_0 , totalement dû à la probabilité de présence des électrons à l'intérieur du volume nucléaire. Ce processus n'a pas de correspondant en transition radiative (le photon emportant un moment minimum $L = 1$). Le processus E_0 est présent non seulement dans les transitions $0^+ \rightarrow 0^+$ mais également dans les transitions $\Delta I = 0$ à $I \neq 0$, par exemple une transition $2^+ \rightarrow 2^+$, où il entre en compétition avec les transitions de type M_1, E_2, \dots

Les effets de pénétration du volume nucléaire seront également importants dans le cas où la transition radiative est retardée, ce sera le cas des transitions M_1 ou E_1 retardées.

Le processus de conversion interne est un processus indépendant de l'émission radiative γ , il est lié à la présence du cortège électronique et à l'interaction électromagnétique entre le noyau et son cortège d'électrons. La durée de vie d'un état nucléaire est donc modifiée en présence des électrons atomiques:

$$T = \frac{1}{1 + \alpha} T_\gamma \quad (97)$$

La probabilité totale de désexcitation en présence des électrons est:

$$P = P_\gamma + \sum_{i=K,L,M,\dots} P_i^e = P_\gamma(1 + \sum_i \alpha_i) \quad (98)$$

$$= P_\gamma(1 + \alpha) \quad (99)$$

4.2 Etude qualitative des coefficients de conversion interne

Comme le processus est électromagnétique, l'élément de matrice qui caractérise la conversion interne est similaire à celui rencontré en théorie des transitions radiatives $\langle I_f M_f | M_{L,M}^e | I_i M_i \rangle$ où les états initial et final sont ici les produits des fonctions d'onde nucléaire et électronique.

En considérant la fonction d'onde atomique ϕ_i^e constante à l'intérieur du noyau et remplacée par sa valeur en $r_e = 0$, la probabilité de conversion interne est approchée par

$$P_i^e = P_\gamma | \phi_i^e(0) |^2$$

et les coefficients de conversion interne $\alpha_i = P_i^e / P_\gamma$ sont donc, dans cette hypothèse réductrice, totalement indépendants de la structure nucléaire.

Ainsi, dans le cadre du modèle hydrogénoïde, on a les valeurs:

$$| \phi_{1s}^e(0) |^2 = 4, | \phi_{2s}^e(0) |^2 = \frac{1}{2}, | \phi_{3s}^e(0) |^2 = \frac{4}{27}, \dots \text{ ce qui donne comme rapports;}$$

$$\frac{K}{L} = 8, \frac{L}{M} = 3.4, \dots$$

Les coefficients α de conversion interne dépendent du Z de l'atome, et des propriétés nucléaires essentiellement à travers l'énergie ΔE disponible dans la transition nucléaire et le caractère de celle-ci (multipolarité E_L ou M_L). Un calcul non relativiste et l'hypothèse d'un noyau ponctuel donnent pour ces coefficients le résultat suivant:

$$\alpha(E_L) = \frac{Z^3}{n^3} \frac{L}{L+1} \left(\frac{e^2}{\hbar c} \right)^4 \left(\frac{2m_e c^2}{E} \right)^{L+\frac{5}{2}} \quad (100)$$

$$\alpha(M_L) = \frac{Z^3}{n^3} \left(\frac{e^2}{\hbar c} \right)^4 \left(\frac{2m_e c^2}{E} \right)^{L+\frac{3}{2}} \quad (101)$$

Ces expressions quoique approchées illustrent les caractéristiques essentielles de la conversion interne.

Des tables basées sur des calculs plus rigoureux sont données en référence. Les tables les plus récentes de coefficients de conversion sont données dans [7] et les références incluses, ainsi qu'à l'adresse <http://ie.lbl.gov/atomic/atom.htm>.

Variation en Z

Comme indiqué par les relations (100 -101), les coefficients de conversion interne **varient en Z^3** (Fig 4.4). Le processus de conversion interne est plus important dans les noyaux lourds, les probabilités de pénétration des électrons du cortège dans le noyau étant effectivement plus élevées.

On a par exemple :

entre la transition E_2 de 1.27 MeV dans ^{22}Ne ($\alpha_K = 6.810^{-6}$) et la transition E_2 de 1.22 MeV dans ^{182}W ($\alpha_K = 2.510^{-3}$), le rapport est de $\frac{6.810^{-6}}{2.510^{-3}} = 2.72 \cdot 10^{-3}$; le rapport $(\frac{Z_1}{Z_2})^3 = (\frac{10}{74})^3 = 2.47 \cdot 10^{-3}$ donne l'ordre de grandeur.

Variation en l'énergie et en la multipolarité de la transition

Comme indiqué sur la figure (Fig 4.5), les coefficients de conversion interne α décroissent rapidement avec l'énergie de la transition nucléaire.

On a par exemple:

dans le ^{56}Co , les transitions M_1 de 158 keV ($\alpha_K = 0.011$), de 270 keV ($\alpha_K = 0.0034$), de 812 keV ($\alpha_K = 0.00025$).

La même figure montre que les coefficients α sont d'autant plus grands que l'ordre de multipolarité est élevé. Pour L grand, la conversion interne est beaucoup plus probable que l'émission radiative.

Par exemple :

dans le ^{99}Tc , on a une transition M_1 de 141 keV avec $\alpha_K = 0.10$ et une transition M_4 de 143 keV avec $\alpha_K = 30.0$ soit $\frac{\alpha_K(143)}{\alpha_K(141)} \simeq 300$, la formule approchée donne $(\frac{2m_e c^2}{E})^3 \simeq 370$.

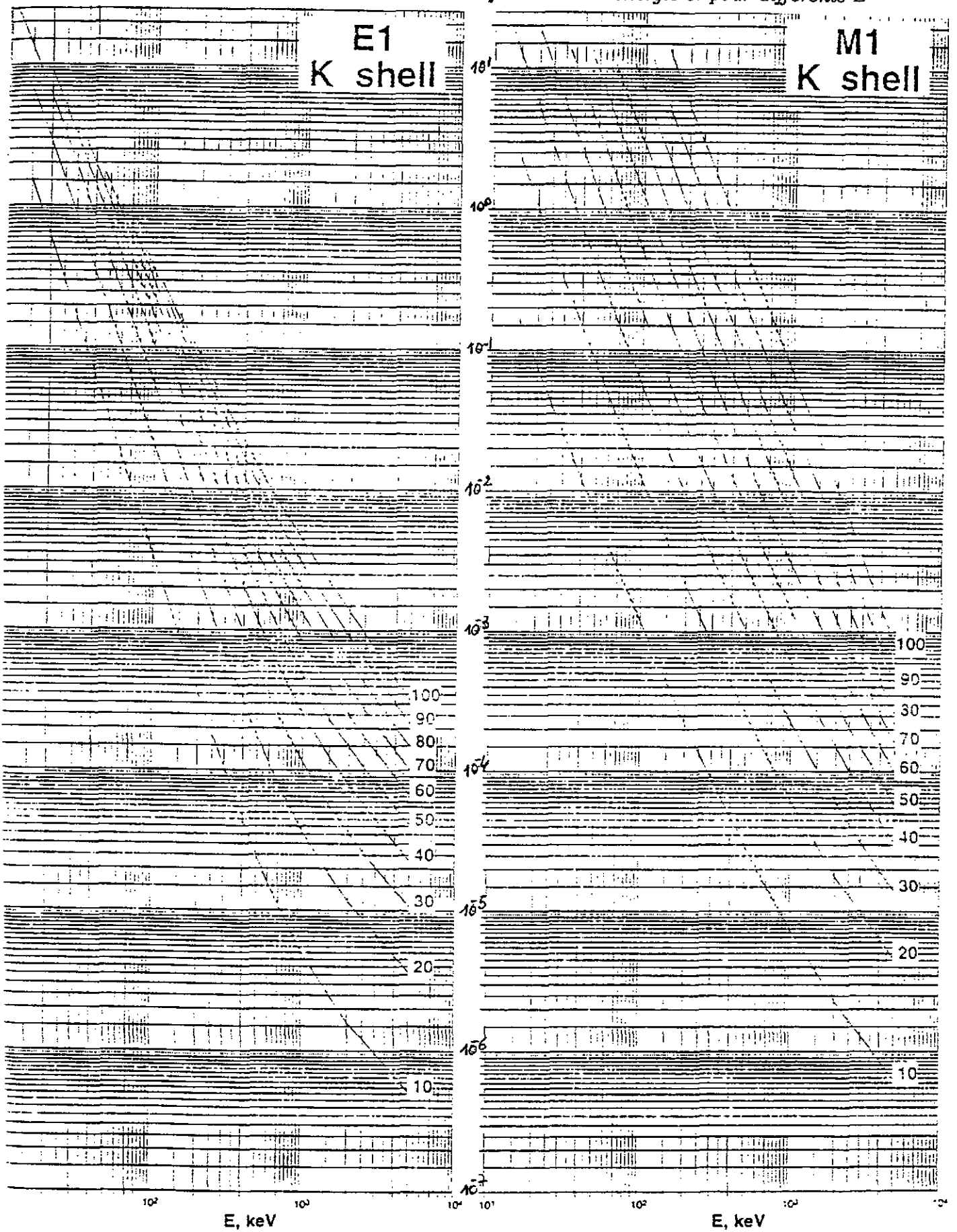
Variation en l'orbite électronique

Les coefficients de conversion α dépendent en $\frac{1}{n^3}$ ($n \geq 1$) du nombre quantique principal n de l'orbite atomique. Comme vu précédemment avec l'approximation des fonctions électroniques purement hydrogénoïdes, on a approximativement $\alpha_K / \alpha_L = 8$.

L'utilisation de fonctions électroniques plus réalistes modifie sensiblement cette estimation.

La figure (Fig 4.5) résulte d'un calcul réaliste et montre qu'il est aisé par la mesure de coefficients de conversion de différencier les transitions E_L et M_L et donc de déterminer les parités relatives des états nucléaires.

Figure 4.4 Coefficients de conversion en fonction de l'énergie et pour différents Z



Transition E_0

Une autre application de la conversion interne est bien évidemment celle des transitions E_0 interdites en transition radiative. Cette transition est particulièrement importante entre deux états 0^+ .

FIGURE 4.6 Niveaux d'énergie dans le ^{72}Ge
 $T(E_0) = 0.42\mu\text{s}$, pour la transition $0^+ \rightarrow 0^+$,
 la transition $E_2 2^+ \rightarrow 0^+$ par émission γ est plus
 rapide $T(E_2) = 3.1\text{ps}$ et peu
 convertie ($\alpha(E_2) = 4.9 \cdot 10^{-4}$).

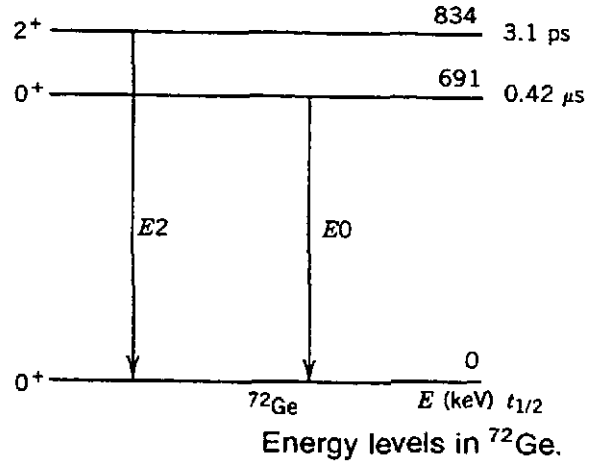
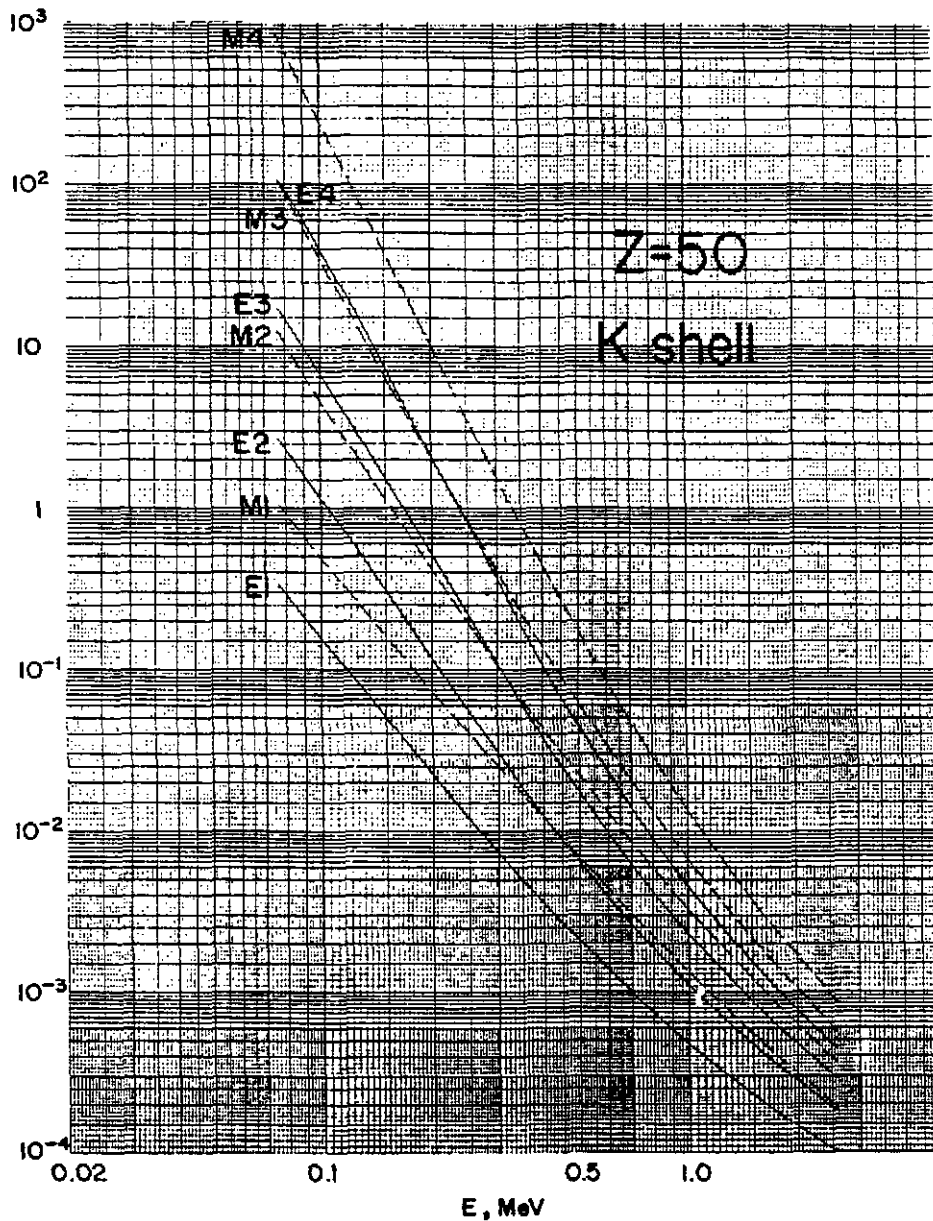


Figure 4.5
 Coefficients de conversion interne [12]



4.3 Calcul détaillé de la conversion interne

L'émission d'un électron atomique lors d'une transition nucléaire est un processus du second ordre avec échange d'un photon virtuel entre le noyau et l'électron.

Le système impliqué dans ce processus est composé du noyau et des électrons atomiques, l'hamiltonien total le caractérisant s'écrit:

$$H = H_N + H_e + H_{int} \quad (102)$$

où H_N est l'hamiltonien nucléaire ($H_N | N_k \rangle = E_k | N_k \rangle$); H_e , l'hamiltonien atomique ($H_e | e_l \rangle = \varepsilon_l | e_l \rangle$) et H_{int} , l'hamiltonien d'interaction électromagnétique Noyau - électron. Cet hamiltonien définit l'interaction entre le quadri-vecteur courant nucléaire $j_\mu^N(\vec{X}_N)$ et le quadri-vecteur courant des électrons $j_\mu^e(\vec{X}_e)$ soit

$$H_{int}^{N-e} = -\frac{1}{c^2} \int d\vec{X}_e \int d\vec{X}_N [j_\mu^N(\vec{X}_N) I j_\mu^e(\vec{X}_e) - c^2 \rho^N(\vec{X}_N) \rho^e(\vec{X}_e)] \frac{\exp ik_N |\vec{X}_N - \vec{X}_e|}{|\vec{X}_N - \vec{X}_e|} \quad (103)$$

Le courant $j_\mu^e(\vec{X}')$ des électrons produit un quadri-potential $A_\mu(\vec{X})$ solution de

$$(\nabla^2 + k^2)A_\mu(\vec{X}) = -\frac{4\pi}{c} j_\mu^e(\vec{X})$$

et défini par

$$A_\mu(\vec{X}) = \frac{1}{c} \int \frac{\exp ik |\vec{X} - \vec{X}'|}{|\vec{X} - \vec{X}'|} j_\mu^e(\vec{X}') d\vec{X}'$$

et l'hamiltonien d'interaction est donné par

$$H_{int}^{N-e} = -\frac{1}{c} \int j_\mu^N(\vec{X}) A_\mu(\vec{X}) d\vec{X} \quad (104)$$

ou encore par l'expression définie en (103) avec $I = \sum_\mu e_\mu^* \cdot e_\mu$ où e_μ est le vecteur polarisation; $\exp ik |\vec{X} - \vec{X}'| / |\vec{X} - \vec{X}'|$ est le propagateur à l'énergie $k\hbar c = \Delta E_N$ de la transition nucléaire.

En théorie quantique des champs, l'interaction du noyau et des électrons atomiques est exprimée à l'ordre le plus bas par un terme du second ordre en l'interaction des particules chargées avec le champ de radiation:

$$\begin{aligned} \langle f | H_{int} | i \rangle &= \sum_n \frac{\langle f | H_{int}^{N-\gamma} | n \rangle \langle n | H_{int}^{e-\gamma} | i \rangle}{k\hbar c - \hbar\omega_n} \\ &+ \sum_m \frac{\langle f | H_{int}^{e-\gamma} | m \rangle \langle m | H_{int}^{N-\gamma} | i \rangle}{-(k\hbar c + \hbar\omega_m)} \end{aligned} \quad (105)$$

Les diagrammes qui contribuent au processus sont (fig 4.7):

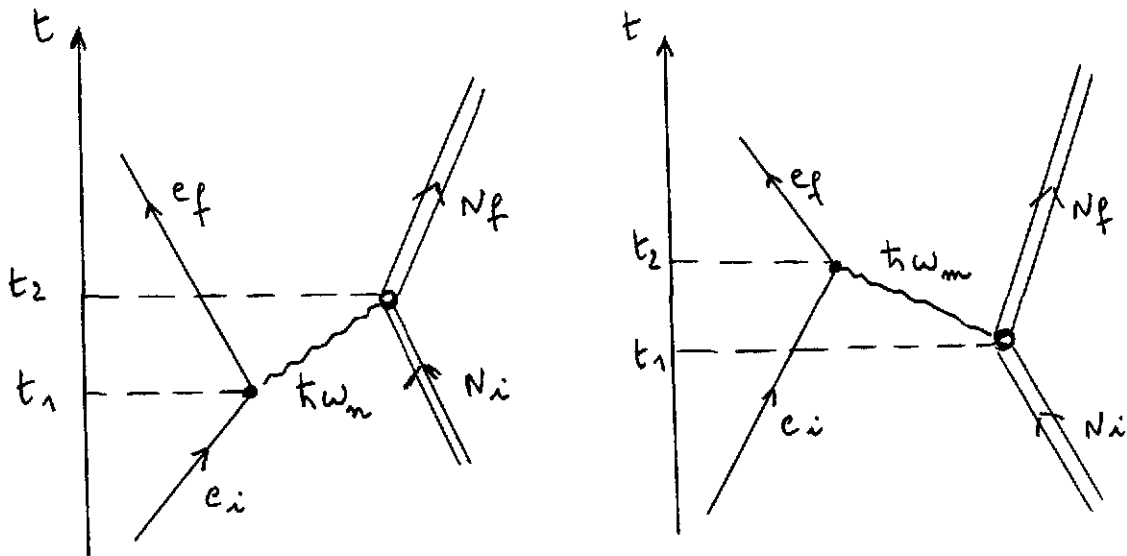


Figure 4.7

L'interaction entre les quadri-courants de charge nucléaire et électronique comprendra les composantes transverses du champ électromagnétique mais également la composante longitudinale (le photon échangé étant virtuel, la condition de transversalité du champ n'est pas requise) ainsi que la composante associée au champ scalaire (non nul) c'est-à-dire la force de Coulomb entre les charges statiques.

Reprenons l'hamiltonien d'interaction entre les quadri-vecteurs de courant nucléaire et électronique sous la forme définie en (103). Deux types de termes apparaissent dans cet hamiltonien: le terme statique d'interaction coulombienne en les densités de charge et le terme d'interaction des courants nucléaire et électronique.

Considérons les développements en multipôles des fonctions de Green scalaire et dyadic [2][1, Chapitre 6]:

$$\frac{\exp ik_N |\vec{X}_N - \vec{X}_e|}{|\vec{X}_N - \vec{X}_e|} = 4\pi ik_N \sum_{L,M} j_L(k_N X_{<}) Y_{L,M}^*(\hat{X}_N) h_L^1(k_N X_{>}) Y_{L,M}(\hat{X}_e) \quad (106)$$

et

$$\frac{\exp ik_N |\vec{X}_N - \vec{X}_e|}{|\vec{X}_N - \vec{X}_e|} I = 4\pi ik_N \sum_{L,M,\tau} A_{L,M}^*(\tau, \vec{X}_{<}) B_{L,M}(\tau, \vec{X}_{>}) \quad (107)$$

L'indice $\tau = (\mathcal{M}, e, l)$ réfère aux trois champs multipolaires indépendants :magnétique, électrique et longitudinal. Les quantités $A_{L,M}^*(\vec{X})$ ont été définies en termes de tenseurs irréductibles (2. eqs (27)-(28)).

La composante longitudinale est donnée par:

$$\begin{aligned} \vec{A}_{LM}^N(\vec{r}) &= \sqrt{\frac{L}{2L+1}} j_{L-1}(kr) \vec{Y}_{LM}^{L-1,1} + \sqrt{\frac{L+1}{2L+1}} j_{L+1}(kr) \vec{Y}_{LM}^{L+1,1} \\ &= \frac{1}{k} \vec{\nabla} (j_L(kr) Y_{LM}(\vec{r})) \end{aligned} \quad (108)$$

Les tenseurs $B_{L,M}(\tau, \vec{X})$ sont définis en remplaçant les fonctions sphériques de Bessel j_L par les fonctions sphériques de Hankel de premier type h_L^1 dans la définition des tenseurs $A_{L,M}(\tau, \vec{X})$.

On obtient ainsi pour l'hamiltonien d'interaction:

$$\begin{aligned} H_{int} &= -\frac{4\pi i k_N}{c^2} \sum_{L,M} \left[\sum_{\tau} \int_0^{\infty} j^N(\vec{X}_N) A_{L,M}^*(\tau, \vec{X}_N) d\vec{X}_N \int_0^{\infty} \vec{j}^e(\vec{X}_e) B_{L,M}(\tau, \vec{X}_e) d\vec{X}_e \right. \\ &\quad \left. - c^2 \int_0^{\infty} \rho^N(\vec{X}_N) j_L(k_N, X_N) Y_{L,M}^*(\hat{X}_N) d\vec{X}_N \int_0^{\infty} \rho^e(\vec{X}_e) h_L^1(k_N, X_e) Y_{L,M}(\hat{X}_e) d\vec{X}_e \right] \quad (109) \\ &\quad - \frac{4\pi i k_N}{c^2} \sum_{L,M} \left\{ \left[\sum_{\tau} \int_0^{\infty} j^N(\vec{X}_N) B_{L,M}(\tau, \vec{X}_N) d\vec{X}_N \int_0^{X_N} \vec{j}^e(\vec{X}_e) A_{L,M}^*(\tau, \vec{X}_e) d\vec{X}_e \right. \right. \\ &\quad \left. \left. - \sum_{\tau} \int_0^{\infty} j^N(\vec{X}_N) A_{L,M}^*(\tau, \vec{X}_N) d\vec{X}_N \int_0^{X_N} \vec{j}^e(\vec{X}_e) B_{L,M}(\tau, \vec{X}_e) d\vec{X}_e \right] \right. \\ &\quad \left. - c^2 \int_0^{\infty} \rho^N(\vec{X}_N) h_L^1(k_N, X_N) Y_{L,M}(\hat{X}_N) d\vec{X}_N \int_0^{X_N} \rho^e(\vec{X}_e) j_L(k_N, X_e) Y_{L,M}^*(\hat{X}_e) d\vec{X}_e \right. \\ &\quad \left. + c^2 \int_0^{\infty} \rho^N(\vec{X}_N) j_L(k_N, X_N) Y_{L,M}^*(\hat{X}_N) d\vec{X}_N \int_0^{X_N} \rho^e(\vec{X}_e) h_L^1(k_N, X_e) Y_{L,M}(\hat{X}_e) d\vec{X}_e \right\} \quad (110) \end{aligned}$$

Le premier terme (109) correspond à l'approximation du "noyau ponctuel" et le second (110) donne les termes correctifs représentant les contributions dues à la pénétration des électrons dans le noyau.

On peut montrer que les différents termes se réduisent aux composantes suivantes (Appendice C):

Pour $L = 0$,

le seul terme qui subsiste est le terme associé à l'interaction statique coulombienne et à l'effet de pénétration des fonctions d'onde électroniques dans le domaine nucléaire (termes intérieurs). Différentes évaluations approchées des termes correctifs de pénétration des électrons dans le volume nucléaire sont données et expliquées dans [11].

Le processus E_0 est défini par l'élément de matrice (approximation $kr \ll 1$):

$$2\pi i \delta(E_f - E_i) \int d\vec{X}_N \Phi_f^{*N} \rho^N \Phi_i^N \int_0^{X_N} X_e^2 dX_e \int d\Omega_e \Phi_f^{*e} \rho^e \Phi_i^e \left(\frac{1}{X_e} - \frac{1}{X_N} \right) \quad (111)$$

Pour $L \geq 1$,

la conversion interne de type E_L ou M_L est décrite par les termes du deuxième ordre ou supérieurs de l'interaction entre courants nucléaire et électronique, associés aux composantes électriques et magnétiques.

En effet, on peut montrer que les termes associés à la composante longitudinale définie pour $L \geq 1$ sont identiques mais de signe opposé aux composantes $L \geq 1$ de l'interaction coulombienne statique.

Les expressions des composantes de conversion interne E_L et M_L sont respectivement données par (Appendice C):

pour une transition E_L :

$$\frac{-4\pi i}{\omega' L(L+1)} \int d\vec{X}_N \int d\vec{X}_e \Phi_f^{*e} (\vec{j}_e \cdot \vec{\nabla} \times \vec{L} Y_{L,M}) \Phi_i^e \Phi_f^{*N} (\vec{j}_N \cdot \vec{\nabla} \times \vec{L} Y_{L,M})^* \Phi_i^N j_L(\omega' X_<) h_L^1(\omega' X_>) \quad (112)$$

pour une transition M_L :

$$\frac{-4\pi i \omega'}{L(L+1)} \int d\vec{X}_N \int d\vec{X}_e \Phi_f^{*e} (\vec{j}_e \cdot \vec{L} Y_{L,M}) \Phi_i^e \Phi_f^{*N} \vec{j}_N \cdot (\vec{L} Y_{L,M})^* \Phi_i^N j_L(\omega' X_<) h_L^1(\omega' X_>) \quad (113)$$

4.4 Données numériques

4.4.1 Effets relativistes

Les énergies de transition nucléaire peuvent être de l'ordre de 0.5 à 1 MeV et dès lors les électrons sont relativistes. Des fonctions d'onde électroniques relativistes doivent être utilisées dans le calcul des coefficients de conversion interne.

Les fonctions de Dirac pour un noyau ponctuel ($V(\vec{r}) = Ze^2/r$) ont des singularités (non physiques) pour les états $s_{\frac{1}{2}}$, $p_{\frac{1}{2}}$ et conduisent à des erreurs importantes dans les calculs des coefficients de conversion interne. On prendra par exemple, le potentiel associé à une distribution de Fermi de la charge du noyau.

4.4.2 Effet d'écran

Pour les électrons les plus périphériques, la charge $+Ze$ du noyau est écrantée par la présence des électrons intérieurs du cortège. Ces électrons périphériques voient donc une charge réduite $Z_{eff} < Z$ et sont dès lors moins liés.

L'effet d'écran peut être défini en remplaçant le potentiel $V(r)$ par $V(r) \Phi(r)$, la structure de la fonction d'écran $\Phi(r)$ étant complexe.

Dans certains cas, l'effet d'écran est seulement pris en considération en remplaçant Z par un $Z_{eff} < Z$ et en ajustant cette valeur de charge effective. Cette méthode qui, dans certains cas, permet d'obtenir de bonnes valeurs des énergies de liaison des

électrons ne permet pas d'obtenir de bonnes valeurs des coefficients de conversion interne pour tous les multipôles et toutes les énergies de transition.

Il existe dans la littérature, différents modèles définissant la fonction d'écran $\Phi(r)$.

Différentes corrections phénoménologiques d'écrantage peuvent être utilisées, elles dépendent de l'ordre n de la couche électronique et de l'énergie des électrons.

La probabilité de présence des électrons à la surface du noyau est diminuée par l'effet d'écran et dès lors, la correction d'effet d'écran entraîne une diminution de la probabilité de conversion interne.

4.4.3 Dimension finie du noyau

L'influence de la dimension finie du noyau se manifeste d'une part par un effet statique i.e. une correction des fonctions d'onde électroniques. L'effet sera en général indépendant de l'énergie de la transition et il augmente évidemment avec Z .

Les effets d'écran et de dimension finie du noyau diminuent la valeur des probabilités de conversion interne. Des corrections dues aux déformations des noyaux (effet des moments dipolaire magnétique et quadropolaire électrique) sont également à considérer.

4.5 Tables

Les modèles utilisés pour le calcul des coefficients de conversion interne se différencient par la description de l'écrantage (choix du potentiel $\phi(\vec{r})$), des dimensions finies du noyau (choix de la distribution de charge $\rho(\vec{r})$), par l'inclusion ou pas des corrections dues aux termes intérieurs, par l'inclusion ou pas des effets dus aux ordres perturbatifs supérieurs de l'interaction électromagnétique, par l'utilisation pour l'énergie des électrons de valeurs calculées ou déduites de l'expérience, par l'inclusion des corrections liées à la formation d'une lacune en électron dans le cortège lors du processus, ...

Les tables actuelles données en référence [7] et références incluses [5],[4] sont basées sur des calculs Hartree-Fock-Dirac et utilisent différentes approches pour l'estimation des effets d'écran et de dimension finie des noyaux.

5 Analyse de quelques spectres

5.1 Exemple de la décroissance de l'état ^{108m}Ag

Décroissance de l'état $^{108m}\text{Ag}(\tau_{\frac{1}{2}} = 127 \text{ ans})$ par β^+ et capture électronique (ϵ) vers les états du ^{108}Pd et par β^- vers le ^{108}Cd (Figs 5.1 à 5.3 et Table) [6].

Le premier état excité du Pd est connu comme étant un état 2^+ à 434 keV .

La transition à 433.6 keV $2^+ \rightarrow 0^+$ est de type $E2$ et les tables donnent $\alpha_K(434) = 7.89 \cdot 10^{-3}$. On a donc:

$$\alpha_K(434) = \frac{I_K(434)}{I_\gamma(434)} = 7.89 \cdot 10^{-3} \quad (114)$$

La mesure des intensités des raies γ à 613.9 keV et d'électrons de conversion K, L, donnent en rapports relatifs:

$$\frac{\alpha_K(614)}{\alpha_K(434)} = \frac{I_K(614) I_\gamma(434)}{I_\gamma(614) I_K(434)} \quad (115)$$

et dès lors

$$\alpha_K(614) = 7.89 \cdot 10^{-3} \frac{37 \pm 3}{100} \frac{100}{103 \pm 3} \quad (116)$$

$$= (2.83 \pm 0.24) \cdot 10^{-3} \quad (117)$$

La transition à 614 keV est donc de type *M1* ou *E2* (Table).

La transition à 723 keV est de manière similaire de type *M1* ou *E2* avec un coefficient α_K calculé de $1.93 \cdot 10^{-3}$.

Des raies en électrons de 30 keV et de 79 keV (K,L,M,...) apparaissent dans la partie basse énergie du spectre; elles ne sont pas observées en coïncidence avec les raies de 434, 614, 723 keV observées dans le noyau fille Pd. Ces raies sont les raies converties *M4* du ^{108m}Ag ($6^+ \rightarrow 2^-$) et *E1* ($2^- \rightarrow 1^+$) dans ^{108}Ag .

Les états à 1048 et 1771 keV dans ^{108}Pd sont identifiés par les corrélations angulaires et les transitions sont de type pure *E2*.

L'état isomérique ^{108m}Ag (6^+) décroît vers le 6^+ du Pd (Fermi permise) à 91% et une cascade $6^+ \rightarrow 4^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$ est observée dans le Pd (les trois transitions ont la même intensité ($\gamma + e^-$) totale).

5.2 Exemple de la décroissance de l'état ^{180m}Hf

Les transitions 93, , 215, 332 keV sont de type *E2* (mesure des coefficients de conversion) alors que les transitions à 57.5 et 500.7 keV sont de type *E1* et *E3* respectivement (Table)[6].

Les transitions 93, , 215, 332 keV ont les mêmes intensités totales et font donc partie d'une même cascade $6^+ \rightarrow 4^+ \rightarrow 2^+ \rightarrow 0^+$ du spectre rotationnel en $I(I+1)$ du noyau ^{180}Hf (Fig 5.4).

Un état 8^+ est observé à 1085 keV, la transition $8^+ \rightarrow 6^+$ de 443.2 keV permettant de l'identifier.

La transition à 57.5 keV a la même intensité totale $I_T = I_\gamma(1 + \alpha)$ que la transition de 443.2 keV ($I_T(57) = I_T(444)$) et peut donc être considérée comme suivie en cascade par cette transition.

L'intensité totale de peuplement du 6^+ devrait être la même que celle des autres états de la cascade $6^+ \rightarrow 4^+ \rightarrow \dots$. Le 6^+ est peuplé avec une intensité 89.7 par le 8^+ , il est également peuplé avec une intensité 16.2 par la transition à 500.7 keV:

$$I_T(444) + I_T(500) = I_T(332)$$

ce qui suggère que les transitions sont en cascade.

La transition à 57 keV est de type *E1* et celle à 500 keV de type *M2*, *E3*.

Dans la transition $E1$ vers le 8^+ , les spins 7^- , 8^- , 9^- seraient possibles pour l'état à 1142 keV ; dans la transition vers le 6^+ de type $M2$, $E3$ seul le spin 8^- peut être retenu.

5.3 Exemple du spectre du ^{177}Hf

Spectre, graphique et table (Figs 5.5 et 5.6)[6] sont présentés pour le spectre du ^{177}Hf déduits par désexcitation β^- du ^{177}Lu (6.7 jours). La bande rotationnelle $\frac{7^-}{2}$, $\frac{9^-}{2}$, $\frac{11^-}{2}$ est mise en évidence. Un état isomérique $\frac{9^+}{2}$ est peuplé à 321.3 keV et identifié par les raies γ d'énergies $321.3, 208.3, 71.6 \text{ keV}$ de type $E1 + M2$.

5.4 Isomères proches de la "drip-line" proton

Etude des transitions isomériques $10^+ \rightarrow 8^+$ de 86, 63 et 55 keV respectivement dans les noyaux $^{148}_{66}\text{Dy}$, $^{150}_{68}\text{Er}$, $^{152}_{70}\text{Yb}$ à la "drip-line" proton (Figs 5.7 et 5.8) [13].

Etude du remplissage de la sous-couche $h\frac{11^-}{2}$ en protons au dessus de 64. Dans le schéma de séniorité ($\nu = 2$), la transition $10^+ \rightarrow 8^+$ est identique dans les trois noyaux.

Les corrections sont des effets de configurations impliquant les états $d\frac{3^+}{2}$, $s\frac{1^+}{2}$ proches en énergie. Les coefficients $\alpha_{K,L,M,\dots}$ sont extraits des spectres γ et des spectres en électrons de conversion et on identifie la transition isomérique $E2(10^+ \rightarrow 8^+)$ puis les transitions $E1(8^+ \rightarrow 7^-)$ vers la bande rotationnelle $3^-, 5^-, 7^-$ et retour vers la bande du fondamental par une transition $E1(3^- \rightarrow 2^+)$.

Dans $^{152}_{70}\text{Yb}$ on a la configuration $(\pi h\frac{11^-}{2})^6$, la sous-couche $h\frac{11^-}{2}$ est à demi remplie ce qui donne une valeur très faible du BE_2 (0.02 W. units), les contributions des états de "particules" étant compensées par celles des états "trous".

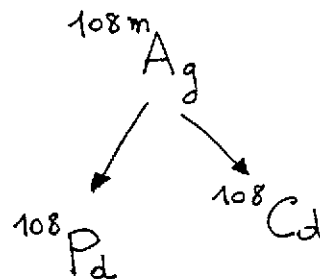
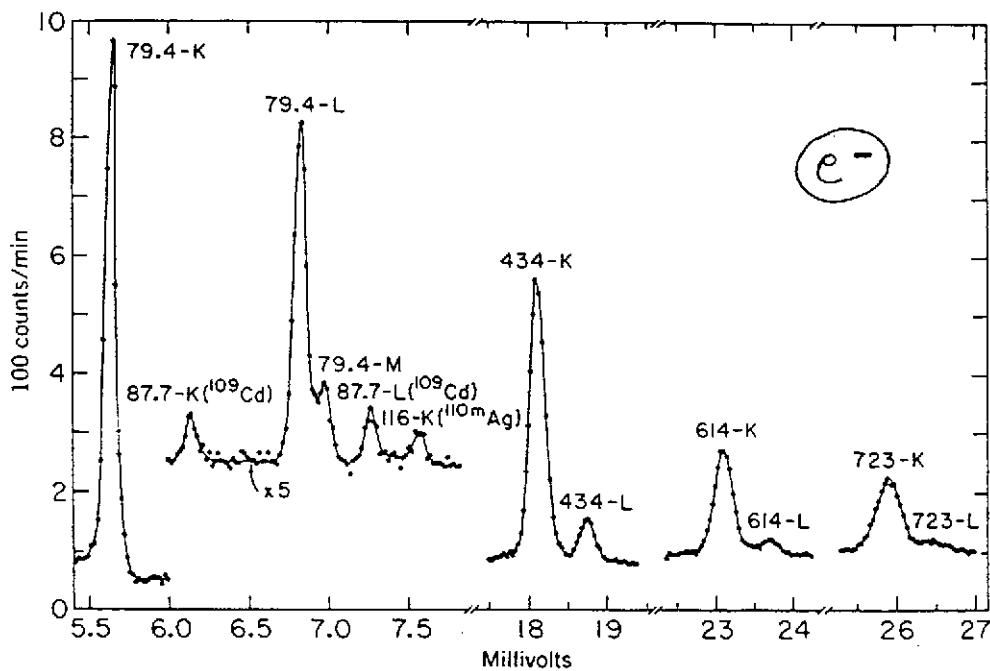
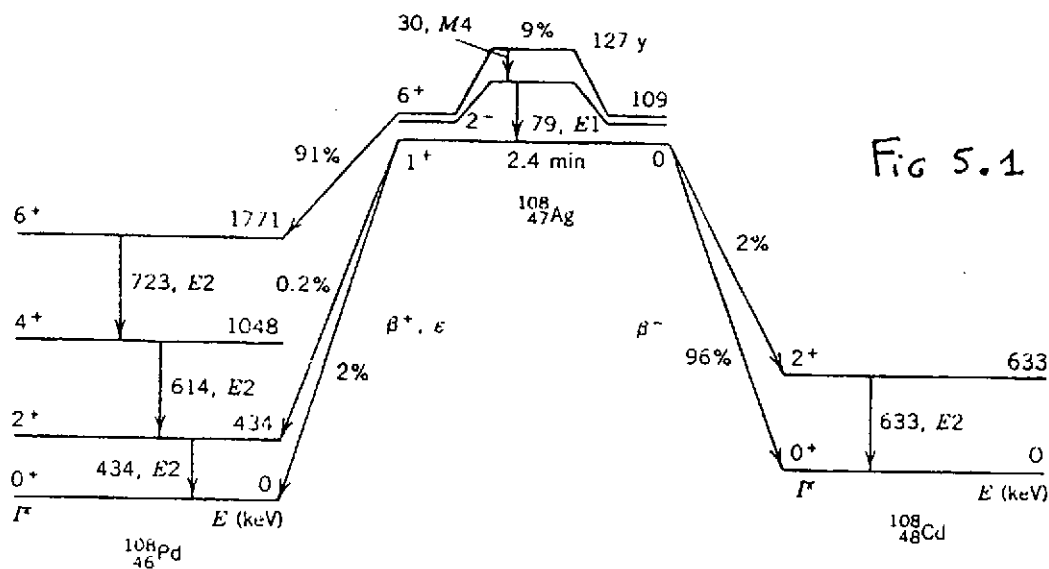
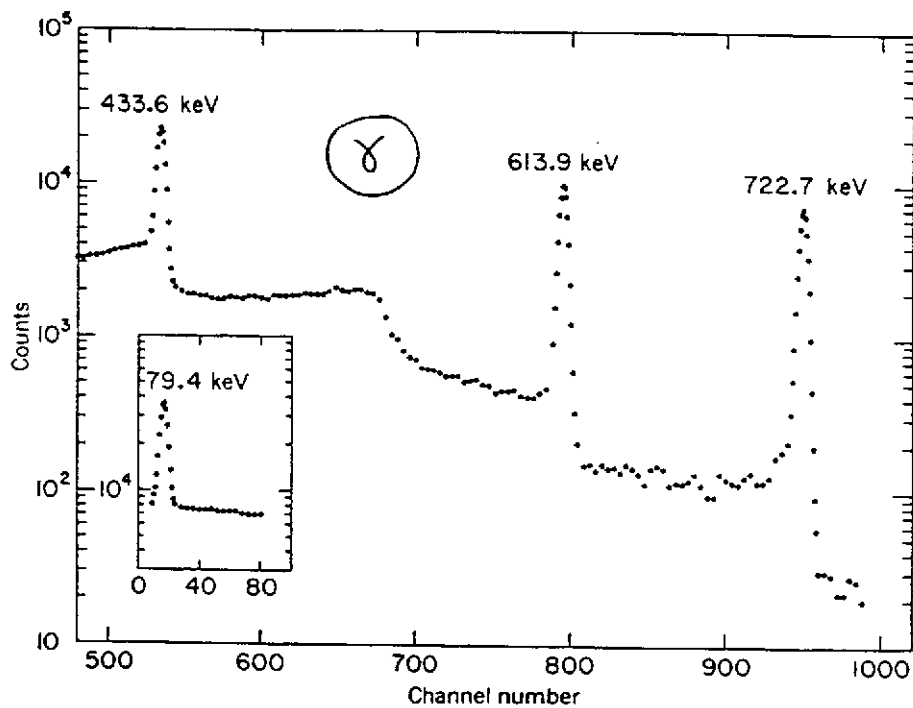


Fig 5.2



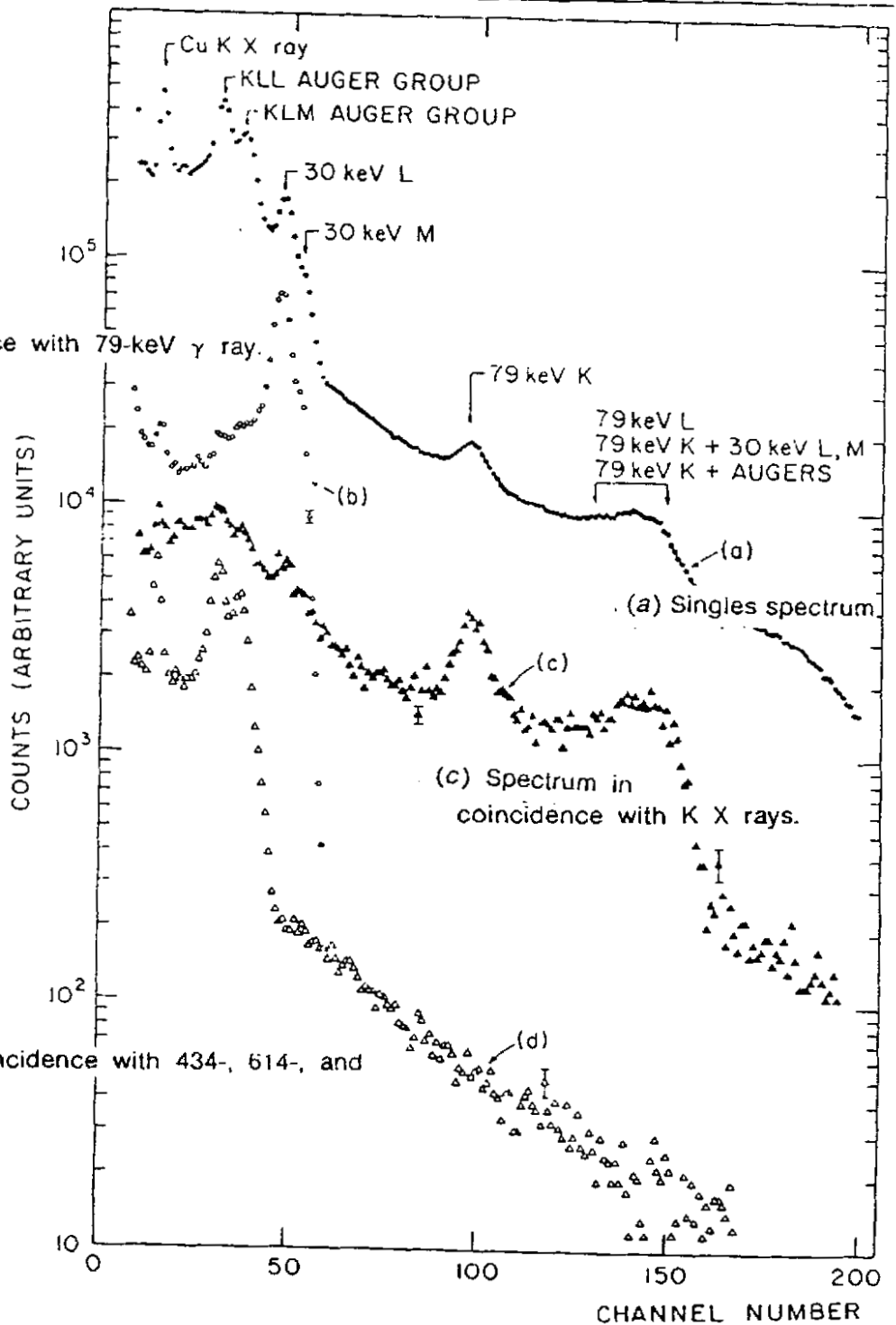
Table

Transition Energy (keV)	Relative γ Intensity	Relative Electron Intensity	Conversion Coefficient (units of 10^{-3})	
			Experimental	Theoretical
79.2	7.3 ± 0.8	204 ± 10 (K) 25 ± 2 (L)	220 ± 26 27 ± 4	270 (E1), 710 (M1), 2400 (E2) 33 (E1), 88 (M1), 777 (E2)
434.0	≈ 100	≈ 100 (K) 14.8 ± 2.3 (L + ...)	≈ 7.89 1.17 ± 0.18	7.89 (E2) 1.02 (E2)
614.4	103 ± 3	37 ± 3 (K) 5.1 ± 1.6 (L + ...)	2.83 ± 0.24 0.39 ± 0.12	1.03 (E1), 3.01 (M1), 2.92 (E2) 0.12 (E1), 0.35 (M1), 0.36 (E2)
632.9	0.16 ± 0.02			
723.0	102 ± 3	25.0 ± 1.2 (K) 4.6 ± 0.8 (L + ...)	1.93 ± 0.11 0.35 ± 0.06	0.72 (E1), 2.06 (M1), 1.91 (E2) 0.08 (E1), 0.24 (M1), 0.23 (E2)

Fig 5.3

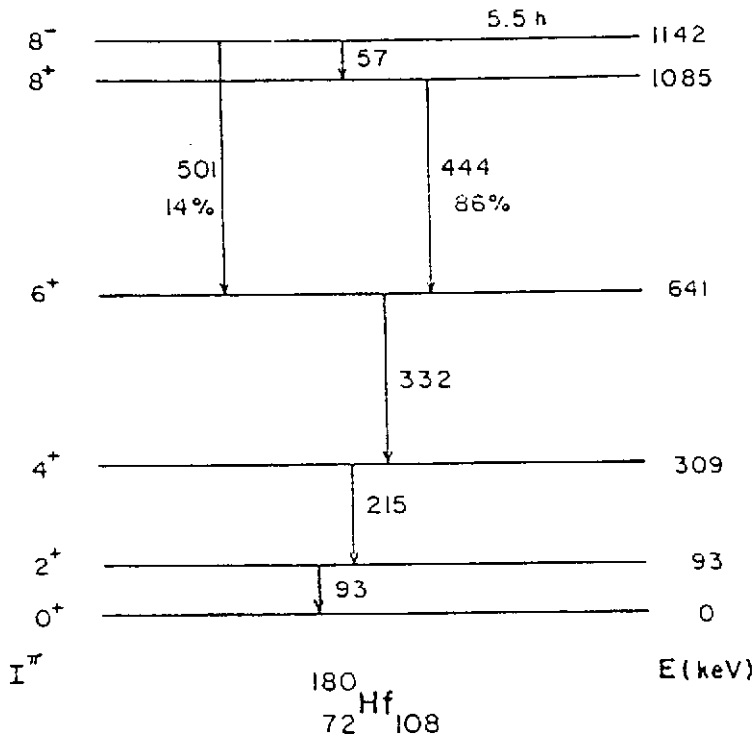
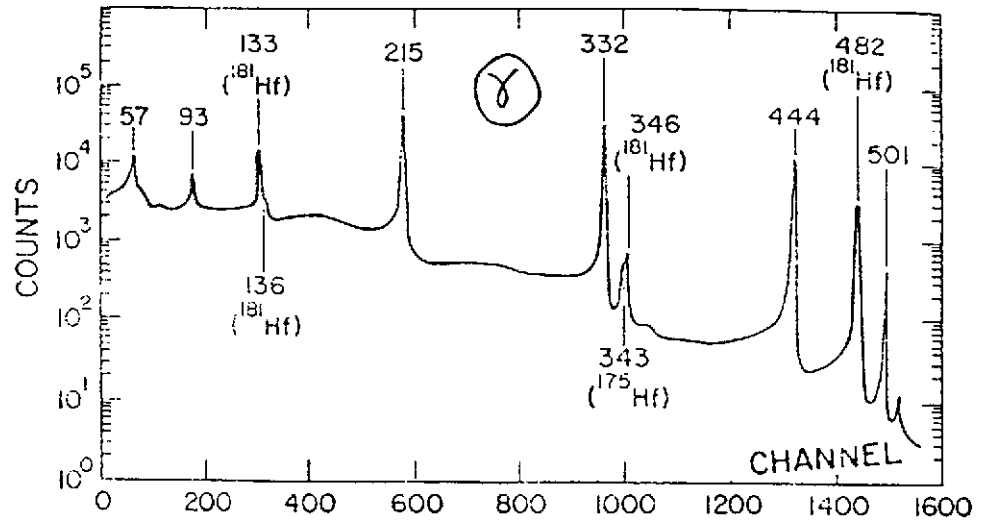
Coincidence spectra
in the ^{108m}Ag decay

(b) Spectrum in coincidence with 79-keV γ ray.



(d) Spectrum in coincidence with 434-, 614-, and
723-keV γ 's.

Fig 5.4
180 Hf



$$I_t = I_\gamma (1 + \alpha)$$

$$I_T(57.5) = 87.1 \pm 2.9$$

$$I_T(93.3) = 108.1 \pm 4.8$$

$$I_T(215.3) = 103.4 \pm 1.0$$

$$I_T(332.3) = 105.3 \pm 1.1$$

$$I_T(443.2) = 89.7 \pm 1.6$$

$$I_T(500.7) = 16.2 \pm 0.4$$

Transition Energy (keV)	Relative γ Intensity	Conversion Coefficient	
		Experiment (atomic shell)	Theory (multipole)
57.5	51.3 ± 1.2	0.430 ± 0.029 (L)	0.452 (E1)
		0.083 ± 0.007 (M)	0.105 (E1)
		0.023 ± 0.004 (N + ...)	0.031 (E1)
93.3	17.6 ± 0.4	$\cong 1.10$ (K)	1.10 (E2)
		3.13 ± 0.19 (L)	2.72 (E2)
		0.91 ± 0.11 (M + ...)	0.85 (E2)
215.3	86.2 ± 0.8	0.123 ± 0.009 (K)	0.14 (E2)
		0.077 ± 0.011 (L)	0.071 (E2)
332.3	$\cong 100.0 \pm 1.0$	0.038 ± 0.003 (K)	0.042 (E2)
		0.015 ± 0.002 (L)	0.013 (E2)
443.2	87.7 ± 1.6	0.0189 ± 0.0017 (K)	0.020 (E2)
		0.0044 ± 0.0007 (L)	0.005 (E2)
500.7	15.4 ± 0.4	0.037 ± 0.012 (K)	0.124 (M2), 0.038 (E3)
		0.016 ± 0.005 (L)	0.062 (M2), 0.016 (E3)

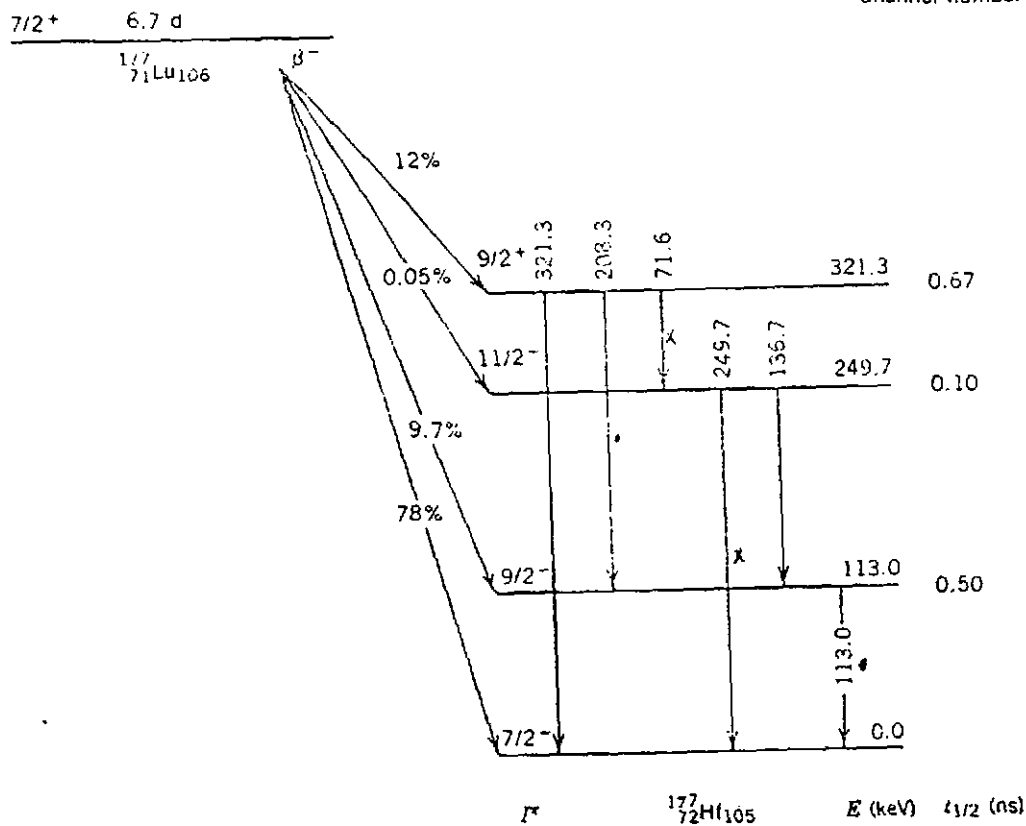
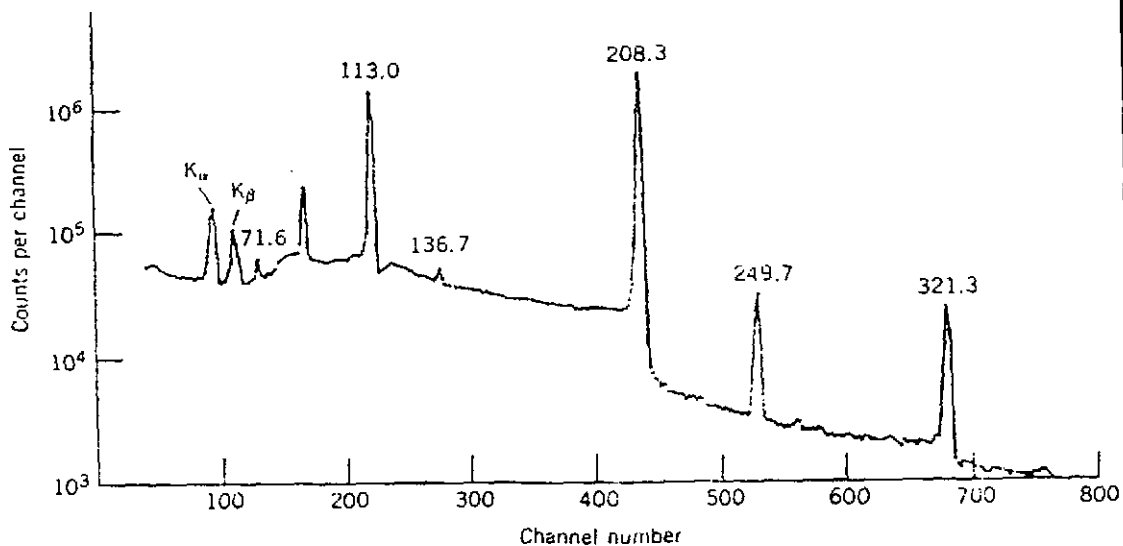
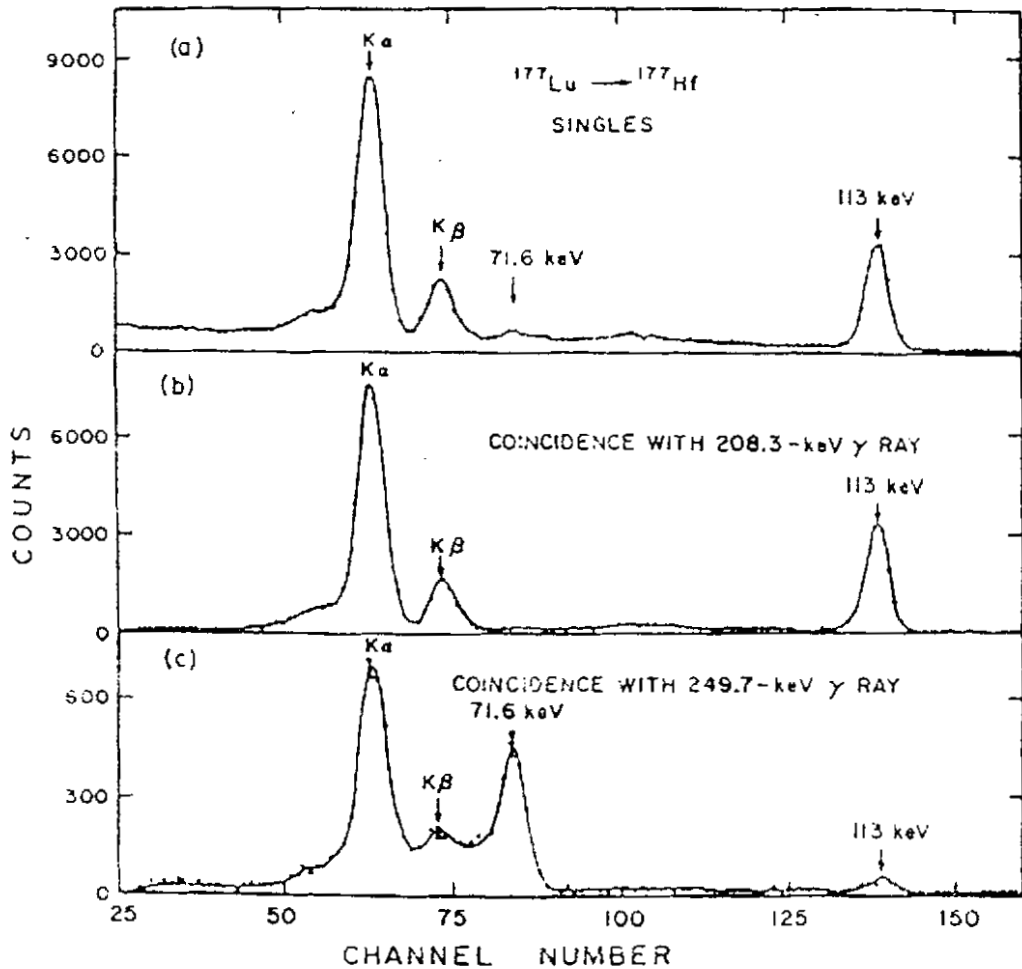


Fig 5.5

 ^{177}Lu

Transition Energy (keV)	Relative γ Intensity	Conversion Coefficient	
		Experiment (atomic shell)	Theory (multipole)
71.6	2.4 ± 0.1	0.90 ± 0.11 (K)	0.72 (E1), 92.0 (M2)
		0.087 ± 0.010 (L_1)	0.071 (E1), 24.3 (M2)
113.0	≈ 100	0.78 ± 0.05 (K)	2.4 (M1), 0.74 (E2)
		0.091 ± 0.011 (L_1)	0.345 (M1), 0.076 (E2)
136.7	0.92 ± 0.06	0.49 ± 0.08 (K)	1.45 (M1), 0.48 (E2)
		0.08 ± 0.02 (L_1)	0.20 (M1), 0.05 (E2)
208.3	164 ± 10	0.046 ± 0.0004 (K)	0.046 (E1), 2.05 (M2)
		0.0063 ± 0.0006 (L_1)	0.0053 (E1), 0.38 (M2)
249.7	3.0 ± 0.2	0.101 ± 0.009 (K)	0.26 (M1), 0.094 (E2)
		0.102 ± 0.013 (K)	0.0155 (E1), 0.49 (M2)
321.3	3.6 ± 0.2	0.017 ± 0.002 (L_1)	0.0018 (E1), 0.081 (M2)



Coincidence spectra from the ^{177}Lu decay. Note the strong coincidence between 208 and 113; also note how the 71.6-keV peak, which is barely observable in the singles spectrum at the top, appears prominently in coincidence with 249.7 keV. (The small apparent 113.0-keV peak in the 249.7 keV coincidence spectrum is an artifact.) Data from A. P. Agnihotry et al., *Phys. Rev. C* 9, 336 (1974).

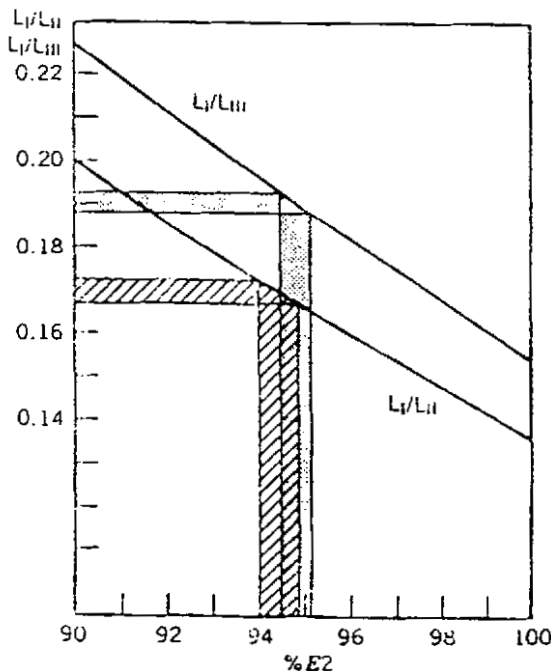


Fig 5.6

 ^{177}Hf

Determination of the $E2$ fraction of the 113.0-keV transition in ^{177}Hf from L-subshell data. The horizontal bars give the ranges of the experimental L-subshell ratios, and the vertical bars give the corresponding $E2$ fractions. The transition is deduced to be 94–95% $E2$ (and thus 5–6% $M1$). Data from S. Högborg et al., *Z. Phys.* 254, 89 (1972).

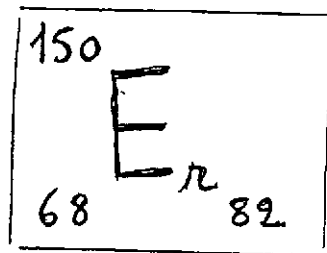
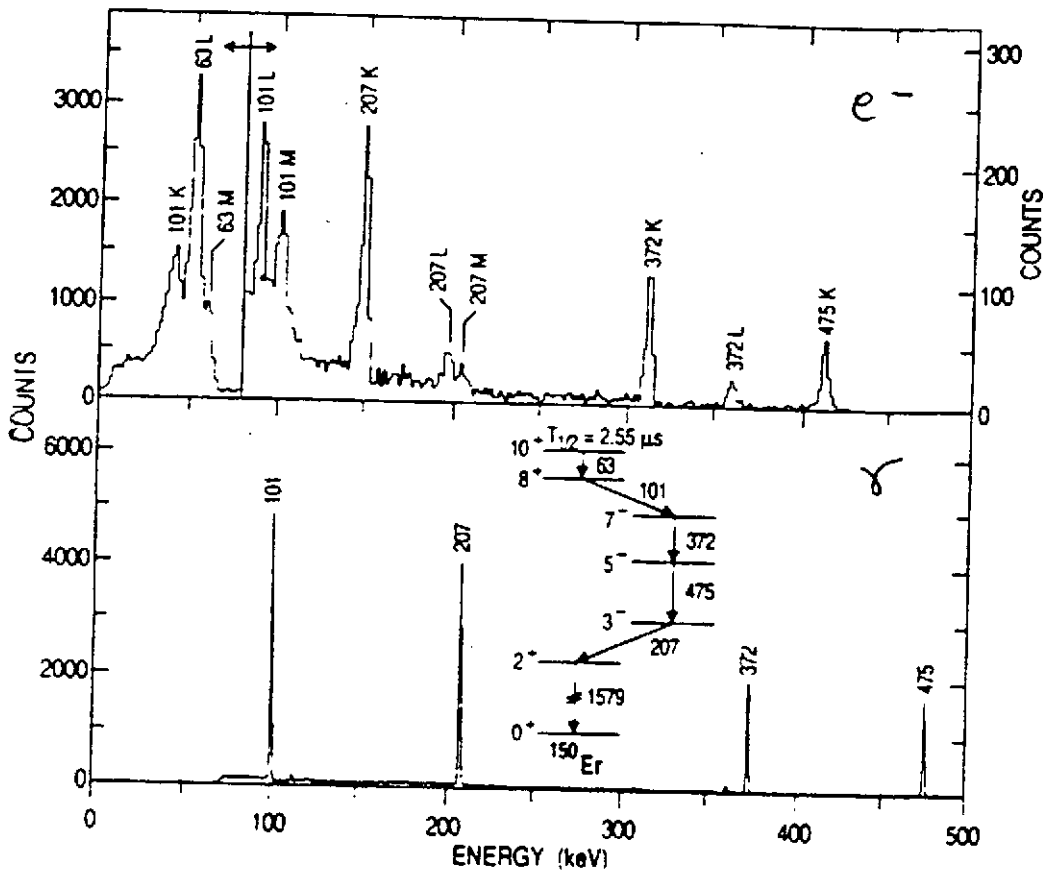
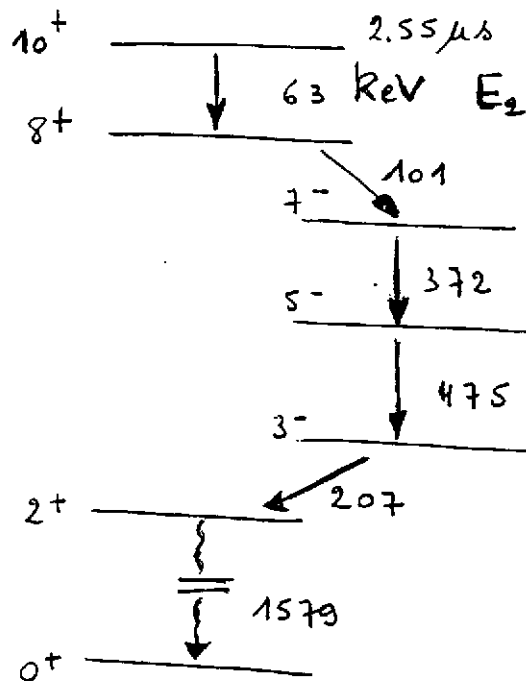
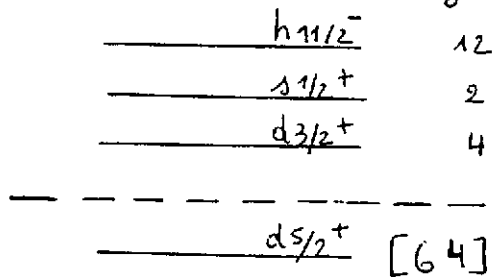


Fig 5.7

Transition	α_{expt}	E1	E2	M1	Assignment
63L	15.9(3.5)	0.12	14.0	1.0	E2
63M	3.5(9)	0.034	3.6	0.30	
101K	0.30(3)	0.30	1.1	2.5	E1
207K	0.031(6)	0.042	0.14	0.28	E1
372K	0.026(7)	0.01	0.030	0.07	E2
475K	0.014(5)	0.0052	0.014	0.035	E2



Shell Model analysis



$(\pi h_{11/2})^4$ 4 protons de valence

$\rightarrow J=2 \rightarrow 0^+ 2^+ 4^+ 6^+ 8^+ 10^+$

$\pi (h_{11/2}^- s_{1/2}^+) 5^-$

$\pi (h_{11/2}^- d_{3/2}^+) 7^-$

$\pi (h_{11/2}^- d_{5/2}^{+1}) 3^-$ p-h excitation

$$\begin{array}{c}
 10^+ \rightarrow 8^+ \\
 \text{isomérique} \\
 \hline
 E_2 \quad 63 \text{ keV} \\
 T_{1/2} = 2.55 \mu\text{s}
 \end{array}$$

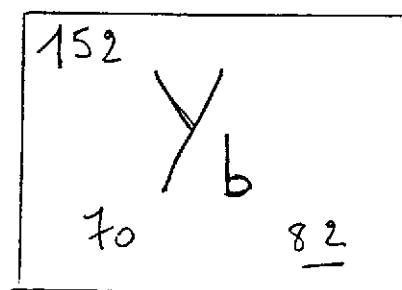
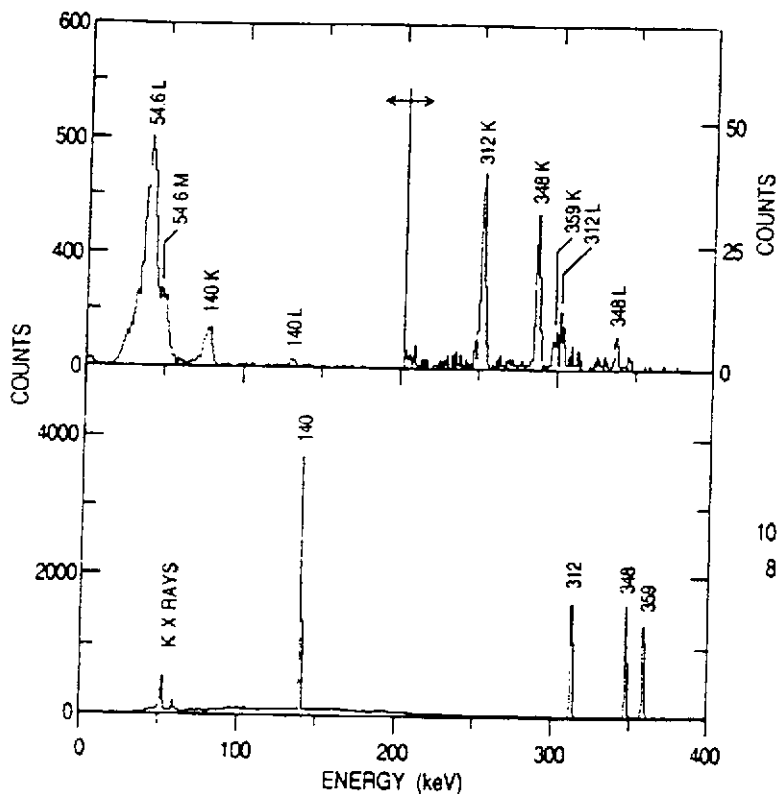
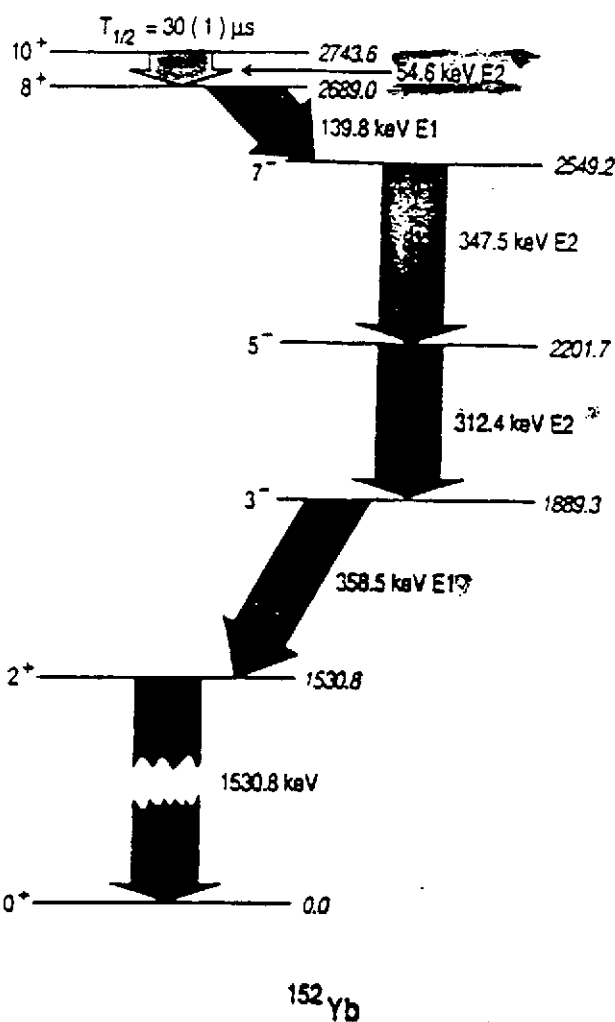
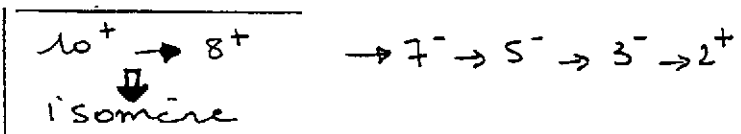


Fig 5.8



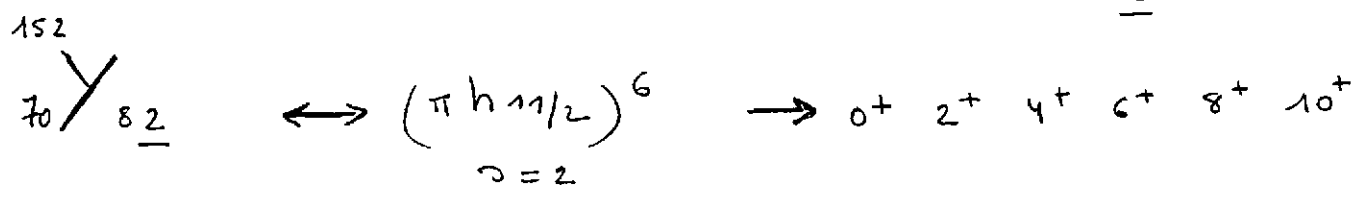
		α_{exp}	E_1	E_2	M_1	
^{152}Yb	140K	0.19(4)	0.14	0.41	1.2	E1
	140L	0.018(8)	0.019	0.18	0.44	
	312K	0.040(12)	0.017	0.052	0.13	E2
	313L	0.010(4)	0.0022	0.019	0.020	
	348K	0.029(9)	0.013	0.036	0.10	E2
	359K	0.0074(23)	0.012	0.032	0.09	E1
^{151}Yb	203K	0.068(18)	0.05	0.16	0.42	E1

The low-lying yrast level scheme below the 10^+ isome in ^{152}Yb . With the exception of the 1531 keV γ ray, all transition multipolarities have now been determined.



$T_{1/2} = 30 \mu s \pm 1 \mu s$
 $B_{E2} = 0.95(4) e^2 fm^4$
 (0.02 W.u.)

Interpretation similaire à celle de $^{150}_{68}\text{Er}_{82}$



Atomic Data

- **Internal Conversion Coefficients (PDF)**. Graphs from Band et al, At. Nucl. Data Tables 18, 433(1976) for Z=3,6,14-29 and Rosel et al, At. Nucl. Data Tables 21, 110(1978) for Z>29.
 1. K-Shell Z=3,6, Z=10-100 [M1,E1](#) [M2,E2](#) [M3,E3](#) [M4,E4](#)
 2. L₁-Shell, Z=10-100 [M1,E1](#) [M2,E2](#) [M3,E3](#) [M4,E4](#)
 3. L₂-Shell, Z=10-100 [M1,E1](#) [M2,E2](#) [M3,E3](#) [M4,E4](#)
 4. L₃-Shell, Z=10-100 [M1,E1](#) [M2,E2](#) [M3,E3](#) [M4,E4](#)
 5. Total, Z= [30](#), [35](#), [40](#), [45](#), [50](#), [55](#), [60](#), [65](#), [70](#), [75](#), [80](#), [85](#), [90](#), [95](#), [100](#)
- **Internal Conversion Coefficients (Text)**. Tables from Band et al, At. Nucl. Data Tables 18, 433(1976) for Z=3,6,14-29 and Rosel et al, At. Nucl. Data Tables 21, 110(1978) for Z>29.

Z = [3](#) [6](#) [10](#) [14](#) [15](#) [16](#) [17](#) [18](#) [19](#) [20](#) [21](#) [22](#) [23](#) [24](#) [25](#) [26](#) [27](#) [28](#) [29](#) [30](#) [31](#) [32](#) [33](#) [34](#) [35](#) [36](#) [37](#) [38](#)
[39](#) [40](#) [41](#) [42](#) [43](#) [44](#) [45](#) [46](#) [47](#) [48](#) [49](#) [50](#) [51](#) [52](#) [53](#) [54](#) [55](#) [56](#) [57](#) [58](#) [59](#) [60](#) [61](#) [62](#) [63](#) [64](#) [65](#) [66](#) [67](#)
[68](#) [69](#) [70](#) [71](#) [72](#) [73](#) [74](#) [75](#) [76](#) [77](#) [78](#) [79](#) [80](#) [81](#) [82](#) [83](#) [84](#) [85](#) [86](#) [87](#) [88](#) [89](#) [90](#) [91](#) [92](#) [93](#) [94](#) [95](#) [96](#)
[97](#) [98](#) [99](#) [100](#) [101](#) [102](#) [103](#) [104](#)
- **Electron Capture Subshell Ratios (PDF)**
- **Atomic Binding Energies (PDF)**
- **Fluorescence and Coster-Kronig Yields (PDF)**
- **X-ray Energies and Intensities (PDF)**
 1. [Per 100 K-Shell Vacancies](#)
 2. [Per 100 L₁, L₂, and L₃ Vacancies](#)
- **Auger Electron Intensities (PDF)**

- [Return to Table of Isotopes home page](#)

APPENDICES

A Quelques formules

A.1 Formule du gradient

$$\vec{\nabla} f(r) Y_{l,m}(\theta, \varphi) = \sqrt{\frac{l}{2l+1}} \left(\frac{df}{dr} + \frac{l+1}{r} f \right) \vec{Y}_{l,m}^{l-1,1}(\hat{r}) - \sqrt{\frac{l+1}{2l+1}} \left(\frac{df}{dr} - \frac{l}{r} f \right) \vec{Y}_{l,m}^{l+1,1}(\hat{r})$$

$$\vec{Y}_{L,M}^{l,1}(\hat{r}) = \sum_{m_l=-l}^{+l} \sum_{m'=-1}^{+1} (l \ m_l \ 1 \ m' \ | \ l \ 1 \ L \ M) Y_{l \ m_l} \chi_{m'}^1$$

A.2 Fonctions de Bessel: formule de récurrence

$$\frac{dj_l}{dr} + \frac{l+1}{r} j_l = k j_{l-1}$$

$$\frac{dj_l}{dr} - \frac{l}{r} j_l = -k j_{l+1}$$

A.3 Condition de "jauge" de coulomb

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{A}_{L,M} = \vec{\nabla} (j_l Y_{L,M}^{(l,1)}) = -k j_L(kr) Y_{L,M}(\theta, \varphi) \left[\sqrt{\frac{L+1}{2L+1}} \delta_{L,l-1} + \sqrt{\frac{L}{2L+1}} \delta_{L,l+1} \right]$$

La condition $\vec{\nabla} \cdot \vec{A}_{L,M} = 0$ est satisfaite pour $l = L$ (cas magnétique: $\vec{A}_{L,M}^M$).

Dans la combinaison définissant la composante électrique $\vec{A}_{L,M}^e$, on a $-k j_L Y_{L,M} [C_{L+1} \sqrt{\frac{L+1}{2L+1}}]$ pour $l = L+1$ et $-k j_L Y_{L,M} [C_{L-1} \sqrt{\frac{L}{2L+1}}]$ pour $l = L-1$.
On choisira donc

$$C_{L-1} = \sqrt{\frac{L+1}{2L+1}}$$

$$C_{L+1} = -\sqrt{\frac{L}{2L+1}}$$

A.4 Normalisation

Les composantes $\vec{A}_{L,M}^{\sigma}$ sont normalisées sur un domaine sphérique de rayon R_0 non défini.

On a pour les fonctions $j_l(kr)$:

$$1 = N^2 \int_0^{R_0} j_l^2 r^2 dr = \frac{N^2}{k^3} \int_0^{kR_0} j_l^2(x) x^2 dx$$

On utilise la propriété:

$$\int j_l^2(\rho) \rho^2 d\rho = \frac{\rho^3}{2} [j_l^2(\rho) - j_{l-1}(\rho) j_{l+1}(\rho)]$$

et le comportement asymptotique des fonctions de Bessel

$$\lim_{kR_0 \rightarrow \infty} j_l(kR_0) = \frac{\sin(kR_0 - l\frac{\pi}{2})}{kR_0}$$

Dès lors, on a la condition:

$$1 = \frac{N^2 (kR_0)^3}{k^3} \frac{1}{2} \left[\frac{\sin^2(kR_0 - l\frac{\pi}{2})}{(kR_0)^2} - \frac{\sin(kR_0 - \frac{(l+1)\pi}{2}) \sin(kR_0 - \frac{(l-1)\pi}{2})}{(kR_0)^2} \right] \quad (118)$$

$$1 = \frac{N^2 (kR_0)}{k^3} \frac{1}{2} \quad (119)$$

et donc on a $N = (\frac{2k^2}{R_0})^{\frac{1}{2}}$.

B Passage des solutions en ondes planes aux solutions en ondes sphériques

Les vecteurs \vec{k} , \vec{e} et $\vec{k} \times \vec{e}$ donc \vec{k} , \vec{E} et \vec{B} forment un trièdre trirectangle dextrogyre. Pour une onde se déplaçant dans la direction \vec{l}_z et polarisée circulairement, on peut définir \vec{E} et \vec{B} par:

$$\vec{B} = \mp k e^{ikz} \chi_{\pm 1}^1 \quad (120)$$

$$\vec{E} = i k e^{ikz} \chi_{\pm 1}^1 \quad (121)$$

Le développement de l'exponentielle en harmoniques sphériques donne:

$$\vec{B} = \mp k \sum_l i^l (4\pi (2l+1))^{\frac{1}{2}} j_l(kr) Y_{l,0}(\theta, \varphi) \chi_{\pm 1}^1 \quad (122)$$

$$\vec{E} = i k \sum_l i^l (4\pi (2l+1))^{\frac{1}{2}} j_l(kr) Y_{l,0}(\theta, \varphi) \chi_{\pm 1}^1 \quad (123)$$

avec

$$\vec{Y}_{L,M}^{l,1}(\hat{r}) = \sum_{m_l=-l}^{+l} \sum_{m'=-1}^{+1} (l m_l 1 m' | l 1 L M) Y_{l m_l} \chi_{m'}^1$$

En inversant cette relation, on a :

$$Y_{l,m} \chi_{m'}^1 = \sum_{L=l, l \pm 1} (l m 1 m', l 1 L (m+m')) \vec{Y}_{LM}^{l,1} \quad (124)$$

et en particulier:

$$Y_{l,0} \chi_{\pm 1}^1 = \sum_L (l 0 1 \pm 1, l 1 L \pm 1) \vec{Y}_{LM=\pm 1}^{l,1} \quad (125)$$

On aura donc par exemple pour le champ électrique :

$$\vec{E} = i k \sum_{L=0}^{\infty} i^L \sqrt{2\pi(2L+1)} [j_L(kr) \vec{Y}_{L\pm 1}^{(L,1)}] \quad (126)$$

$$- i \sqrt{\frac{L+1}{2L+1}} j_{L-1}(kr) \vec{Y}_{L\pm 1}^{(L-1,1)} + i \sqrt{\frac{L}{2L+1}} j_{L+1}(kr) \vec{Y}_{L\pm 1}^{(L+1,1)}] \quad (127)$$

Le premier terme est l'expression de $\vec{E}_{L\pm 1}^M(\vec{r})$; de plus on a pour les fonctions de Bessel, les équations définies en A.2, et on peut démontrer que:

$$i \left[d_r - \frac{L}{r} \right] \sqrt{\frac{L}{2L+1}} j_L(kr) \vec{Y}_{L\pm 1}^{(L+1,1)} + i \left[d_r + \frac{L+1}{r} \right] \sqrt{\frac{L+1}{2L+1}} j_L(kr) \vec{Y}_{L\pm 1}^{(L-1,1)} \\ = i k \vec{E}_{L\pm 1}^e(\vec{r}) \quad (128)$$

On a donc:

$$\vec{E} = \sum_L i^L \sqrt{2\pi(2L+1)} [\vec{E}_{L\pm 1}^M(\vec{r}) \pm \frac{1}{k} \vec{E}_{L\pm 1}^e(\vec{r})] \quad (129)$$

On aura de même:

$$\vec{B} = \sum_L i^L \sqrt{2\pi(2L+1)} [\mp i \vec{B}_{L\pm 1}^e(\vec{r}) - \frac{i}{k} \vec{B}_{L\pm 1}^M(\vec{r})] \quad (130)$$

C Conversion interne

Dans l'expression (109) de H_{int} de la conversion interne (approximation du noyau ponctuel) l'indice $\tau = (M, e, l)$ définit les composantes magnétique, électrique et longitudinale du champ.

On remplace $A_{L,M}^*(l, \vec{X})$ par l'expression (108) et $B_{L,M}(l, \vec{X})$ par l'expression équivalente où $j_L(kr)$ est remplacé par $h_L^1(kr)$. On a pour L différent de 0 ($A_{0,0} = B_{0,0} \equiv 0$) des intégrales du type:

$$\frac{1}{k_N^2} \int_0^\infty \vec{j}^N(\vec{X}_N) \vec{\nabla} (j_L(k_N X_N) Y_{L,M}^*) d\vec{X}_N \int_0^\infty \vec{j}_e(\vec{X}_e) \vec{\nabla} (h_L^1(k_N X_e) Y_{L,M}) d\vec{X}_e \quad (131)$$

En intégrant par partie et en utilisant l'équation de continuité pour les courants nucléaire et électronique, on a encore:

$$\frac{1}{k_N^2} [(j_N j_L Y_{L,M}^*)_0^\infty - \int_0^\infty (\vec{\nabla} \cdot \vec{j}_N) j_L(k_N X_N) Y_{L,M}^* d\vec{X}_N] \\ [(j_e h_L^1 Y_{L,M})_0^\infty - \int_0^\infty (\vec{\nabla} \cdot \vec{j}_e) h_L^1(k_N X_e) Y_{L,M} d\vec{X}_e] \quad (132)$$

ou de manière équivalente:

$$\frac{1}{k_N^2} [(j_N j_L Y_{L,M}^*)_0^\infty - \frac{i(E_i - E_f)}{\hbar} \int \varrho^N(\vec{X}_N) j_L(k_N X_N) Y_{L,M}^*(\hat{X}_N) d\vec{X}_N] \\ [(j_e h_L^1 Y_{L,M})_0^\infty - \frac{i(\epsilon_i - \epsilon_f)}{\hbar} \int \varrho^e(\vec{X}_e) h_L^1(k_N X_e) Y_{L,M}(\hat{X}_e) d\vec{X}_e] \quad (133)$$

Le courant nucléaire étant nul à l'infini et $j_L(kX)$ étant nul en $X = 0$ pour $L \neq 0$, on a:

$$[j_N j_L Y_{L,M}^*]_0^\infty = 0 \quad (134)$$

Le courant électronique étant nul à l'infini et supposé nul au centre du noyau ($X = 0$), on peut supposer:

$$[j_e h_L^1 Y_{L,M}]_0^\infty = 0 \quad (135)$$

Une démonstration plus rigoureuse est donnée par Kramer (1956-1957) et est reprise dans [11] En ajoutant et retranchant des termes de "jauge" on peut éliminer la divergence en $X = 0$ des termes associés à $B_{L,M}(kX)$ et démontrer le résultat donné ci-après. La partie longitudinale de l'interaction se réduit à :

$$-\frac{1}{k_N^2} i^2 \frac{(k_N \hbar c)^2}{\hbar^2} \int \dots \int \dots \\ = c^2 \int_0^\infty \varrho_N j_L(k_N X_N) Y_{L,M}^*(\hat{X}_N) d\vec{X}_N \int_0^\infty \varrho_e h_L^1(k_N X_e) Y_{L,M}(\hat{X}_e) d\vec{X}_e \quad (136)$$

avec $E_i - E_f = -k_N \hbar c$ et $\epsilon_i - \epsilon_f = k_N \hbar c$. Comme nous l'avons vu, la composante longitudinale est seulement définie pour $L \geq 1$. Dans ce cas, on obtient exactement la même expression que celle définie par la contribution d'interaction coulombienne statique dans l'expression (109), mais avec le signe opposé.

Il en résulte donc que les seuls termes restants sont ceux définis pour $L \geq 1$ par:

$$H_{int} = -\frac{4\pi i k_N}{c^2} \sum_{L,M} \sum_{\tau \in e, N} \int_0^\infty \vec{j}_N A_{L,M}^* d\vec{X}_N \int_0^\infty \vec{j}_e B_{L,M} d\vec{X}_e \quad (137)$$

La contribution $L = 0$, soit E_0 est essentiellement due aux termes intérieurs définis pour $L = 0$ par:

$$(4\pi i k_N) \left[\int_0^\infty \varrho_N h_L^1(k_N X_N) Y_{L,M}(\hat{X}_N) d\vec{X}_N \int_0^{X_N} \varrho_e j_L(k_N X_e) Y_{L,M}^*(\hat{X}_e) d\vec{X}_e \right. \quad (138)$$

$$\left. - \int_0^\infty \varrho_N j_L(k_N X_N) Y_{L,M}^*(\hat{X}_N) d\vec{X}_N \int_0^{X_N} \varrho_e h_L^1(k_N X_e) Y_{L,M}(\hat{X}_e) d\vec{X}_e \right] \quad (139)$$

Pour $kX \leq 1$, on a $j_L \rightarrow 1$ et $h_L^1 \rightarrow \frac{1}{k_N X}$ de sorte que ce terme se réduit à l'expression:

$$\begin{aligned} (4\pi i) \int_0^\infty \varrho_N Y_{0,0} d\vec{X}_N \int_0^{X_N} \varrho_e Y_{0,0}^* \left(\frac{1}{X_N} - \frac{1}{X_e} \right) d\vec{X}_e \\ = i \int_0^\infty \varrho_N d\vec{X}_N \int_0^{X_N} \varrho_e \left(\frac{1}{X_N} - \frac{1}{X_e} \right) d\vec{X}_e \end{aligned} \quad (140)$$

conduisant à l'expression (111).

Les termes $L = 0$ associés à l'hypothèse d'un noyau ponctuel sont factorisés en

$$\int_0^\infty \varrho_N d\vec{X}_N \int_0^\infty \varrho_e \frac{1}{X_e} d\vec{X}_e \quad (141)$$

Ces termes ne donnent aucune contribution car les éléments de matrice non diagonaux de la charge nucléaire totale sont nuls.

On peut démontrer de même que les termes correctifs de la contribution intérieure des composantes longitudinales donnent des expressions identiques et de signe opposé de celles associées aux contributions internes des termes de l'interaction statique coulombienne[11] et dès lors, les seules contributions qui subsistent sont les corrections internes associées aux composantes transverses, comme démontré dans le cas de l'approximation d'un noyau ponctuel.

References

- [1] J. M. Eisenberg and W. Greiner "Excitation Mechanisms of the nucleus"
Vol 2. "Electromagnetic and weak interaction", North Holland P.C. (1970)
- [2] W. D. Hamilton "The electromagnetic interaction in Nuclear Spectroscopy" North
Holland P.C. (1975)
Ch. 1: K. Alder and R. M. Steffen "Emission and absorption of electromagnetic
radiation"
Ch. 2: K. Alder and R. M. Steffen " Emission of gamma radiation and nuclear
structure"
Ch. 10: H. C. Pauli, K. Alder and R. M. Steffen "The theory of internal conversion"
- [3] P. J. Brussaard and P. W. M. Glaudemans "Shell model applications in nuclear
spectroscopy", North Holland P.C. (1977), Ch 9-10
- [4] F. Rösler, H. M. Fries, K. Alder and H. C. Pauli, Atomic Data and Nuclear data
tables 21 (1978)91 and 291 (issues 2-3 and 4-5)
- [5] R. S. Hager and E. C. Seltzer, Nuclear Data A4 (1968) 1
- [6] K. S. Krane "Introductory Nuclear Physics" (1988) Ch 10 "Gamma decay"
- [7] Richard B. Firestone "Table of isotopes" 8th ed., Vol II, Appendix F; Virginia S.
Shirley Ed., John Wiley (1996)
- [8] A. Bohr and B.R. Mottelson, Nuclear Structure, Vol I, W.A. Benjamin, Inc.1969
(New-York)
- [9] V.F. Weisskopf, Phys.Rev.83 (1951) 1073
- [10] O. Hahn and L. Meitner, Z. Physik 29 (1924) 161
- [11] E.L. Church and J. Weneser, Ann. Rev. Nucl. Science 10 (1960)
- [12] C.M. Lederer and V.S. Shirley, New-York: Wiley (1978)
- [13] D. Nisius et al. Phys. Rev. C 52 (1995) 1355

INTRODUCTION A LA PHYSIQUE DU LASER

Claude ROUYER
CEA/CESTA/Bordeaux

1 Généralités

1.1 Les dimensions importantes

Les expérimentateurs de la physique nucléaire et de la physique des plasmas utilise le laser comme source d'énergie. Le faisceau laser engendré est focalisé au niveau d'une cible sur laquelle l'interaction laser matière a lieu. Plusieurs grandeurs physiques caractérisent l'interaction et donc le laser.

1.1.1 L'intensité laser

La première des grandeurs physiques importantes est l'intensité laser incidente à la cible. Ce terme, largement usité dans le milieu des utilisateurs des lasers et des laséristes, est en réalité un terme impropre. Il désigne un éclaircissement ou une densité de puissance optique par unité de surface. Il est dans la plupart des cas exprimé en watts par centimètre carré [W/cm^2]. Cette grandeur I est « dimensionnante » pour l'expérience car elle est directement reliée à l'amplitude E du champ électromagnétique.

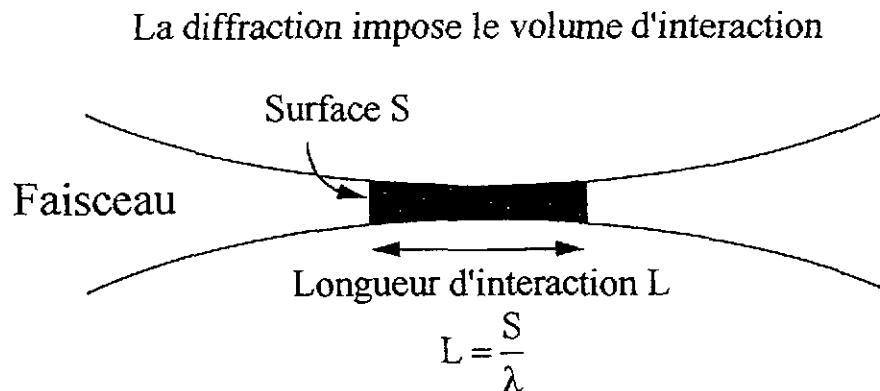
$$I = \frac{\epsilon_0 c}{2} E^2$$

ϵ_0 est ici la permittivité diélectrique dans le vide et c la célérité de la lumière.

Pour fixer les idées, une intensité laser de $10^{19} \text{ W}/\text{cm}^2$ correspond à une amplitude du champ électromagnétique de l'ordre de $10^{13} \text{ V}/\text{cm}$. Pour mémoire, le champ coulombien dans l'atome d'hydrogène est $5 \cdot 10^{11} \text{ V}/\text{cm}$.

1.1.2 La puissance

L'intensité produite par un laser n'est pas la grandeur suffisante pour le caractériser. L'interaction entre le laser et la matière a lieu parfois en volume. Il est alors intéressant de définir le volume dans lequel l'interaction souhaitée doit être constante. Or la propagation d'un faisceau est régie par la diffraction et on peut montrer que la surface du faisceau est sensiblement constante sur une longueur d'interaction proportionnelle à la surface du faisceau.



Il vient naturellement que pour une intensité donnée, le volume d'interaction est directement relié à la puissance.

$$\left| \begin{array}{l} \text{Intensité} = \frac{\text{Puissance}}{\text{Surface}} \\ \text{Volume} = L \cdot S \end{array} \right. \Rightarrow \text{Volume} = \frac{P^2}{I^2 \lambda}$$

1.1.3 L'énergie

Enfin, une fois l'intensité laser et la puissance fixée, la cinétique du mécanisme engendré fixera la durée de l'impulsion lumineuse et ainsi l'énergie produite par le laser.

$$\text{Puissance} = \frac{\text{Energie}}{\text{Durée}}$$

1.2 Les grandes gammes de lasers utilisés pour l'interaction

Plus généralement, les lasers sont classés en trois grandes gammes qui ne sont pas obligatoirement exclusives entre elles.

1.2.1 Les lasers de puissance ou d'énergie

Les lasers qui délivrent des impulsions de très fortes énergies sont souvent appelés lasers d'énergie et de façon impropre parfois, lasers de puissance. Pour fixer les idées, cette gamme de lasers délivrent des impulsions de plusieurs kilojoules jusqu'au mégajoule. En effet, une énergie aussi importante à délivrer par impulsion est dimensionnante pour l'installation. (Nous le verrons dans le chapitre §2.2.). La longueur d'onde, le matériau et le volume même de l'installation en dépendent directement.

1.2.2 Les lasers à U.H.I. (Ultra Hautes Intensités)

Les lasers à Ultra Hautes Intensités (U.H.I.) se caractérisent par la production d'intensités lumineuses sur cible supérieures à 10^{18} W/cm² et pouvant aller jusqu'à 10^{21} W/cm². Ils ont la particularité d'utiliser la technique (CPA) de l'amplification à dérive de fréquence que nous verrons dans le chapitre §2.3. ainsi que de déposer l'énergie sur cible sur une surface très petite et proche de la limite de la diffraction.

1.2.3 Les lasers à fortes puissance moyenne

Enfin, les lasers à fortes puissances moyennes délivrent des puissances crêtes et des énergies modestes mais à un taux de répétition élevé. Les puissances moyennes alors atteintes sont de l'ordre du watt et peuvent aller jusqu'à quelques dizaines de watts. Ces installations sont généralement plus petites en encombrement, plus modeste dans leur financement et ainsi plus simples d'utilisation. Par ailleurs, leur fort taux de répétition qui peut aller jusqu'au kilohertz permet d'améliorer considérablement le rapport signal à bruit en considérant des mesures et des calculs statistiques. Ainsi, le faible signal inhérent à l'énergie modeste de l'impulsion lumineuse est compensée par la proximité des diagnostics et au traitement statistique du signal.

1.3 L'histoire

Les lasers sont des outils qui font appel à une technologie et à une physique découvertes au début de ce siècle.

1.3.1 Le rayonnement du corps noir (Planck)

En 1900, Max Planck (Prix Nobel en 1918) fait l'hypothèse que la lumière possède une nature particulière et introduit une quantification des radiations électromagnétiques : les photons. Son étude sur le rayonnement du corps noir aboutit à une contradiction avec la thermodynamique et les travaux de Boltzmann.

1.3.2 L'émission induite (Einstein)

En 1917, Albert Einstein (Prix Nobel en 1921) introduit la notion d'émission stimulée et retrouve ainsi un accord avec la thermodynamique.

1.3.3 Le pompage optique (Kastler)

En 1949 Alfred Kastler (Prix Nobel en 1966) montre que la technique du pompage optique permet d'obtenir une inversion de population : l'effet L.A.S.E.R. devient possible.

1.3.4 Le principe du laser (Townes, Basov, Prokhorov)

En 1950 Charles Townes (Prix Nobel en 1964) décrit le Maser avec les molécules d'ammoniaque (M comme Microonde). En URSS, Nikolai Basov et Alexandr Prokhorov (Prix Nobel en 1964) mènent des études identiques. En 1954, Townes réalise le premier Maser.

1.3.5 Le laser à Rubis (Maiman)

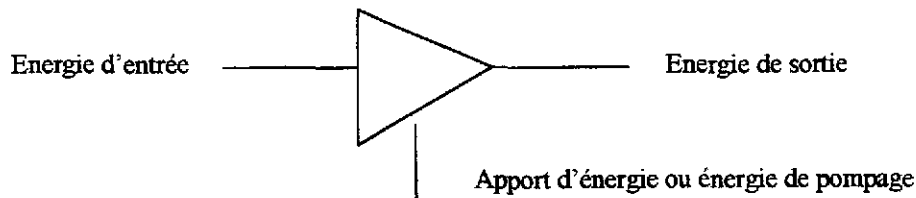
En 1960, Maiman, sur une idée de Townes et Schalow (Nobel en 1981), réalise le premier laser à Rubis.

2 Principes et dimensionnements

2.1 Rappels des principes mis en œuvre

2.1.1 Principe d'un amplificateur d'impulsions lumineuses

Le principe d'un amplificateur optique est fondé sur deux mécanismes de transfert d'énergie. Le premier consiste à stocker une énergie dans une matière, le second, à restituer cette énergie par un processus d'interaction de la lumière avec cette matière.

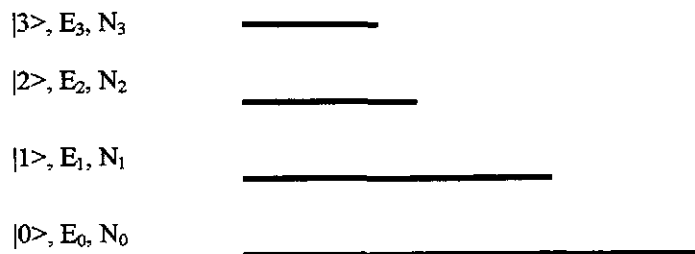


2.1.2 Le stockage de l'énergie

A chaque particule de matière, on peut associer une énergie. L'énergie de la particule dépend de la disposition finale des électrons par rapport au noyau. La mécanique quantique montre que les configurations stables d'énergie sont "quantifiées". Ce sont les états d'énergie de la particule.

Les différentes densités de population de chaque état d'énergie des particules constituant la matière, sont régies à l'équilibre thermodynamique, par l'équation de Boltzmann. On montre qu'à l'équilibre thermodynamique, les niveaux de faible énergie sont les plus peuplés. L'état d'énergie minimale est appelé l'état fondamental.

Le processus de pompage consiste à transférer de l'énergie à la matière en excitant les particules à des niveaux de forte énergie. Le retour à l'état d'équilibre thermodynamique n'est pas instantané. L'énergie utilisée à peupler les niveaux de plus forte énergie est donc temporairement stockée par les particules.



De nombreuses méthodes sont utilisées pour exciter la matière. Les principales sont les suivantes :

- La décharge électronique dans les gaz (le pompage a lieu directement par excitation électronique ou par étapes après collisions moléculaires),
- Le pompage optique par lampes, par arcs, par diodes laser, par d'autres laser, directement par le soleil,...
- Les réactions chimiques incluant les mélanges chimiques, les photolyses, les actions directes d'un laser dans les flammes, ...
- Le pompage électrique direct incluant les faisceaux d'électrons dans les gaz ou le courant injecté dans les semi-conducteurs,
- Le pompage nucléaire,
- L'expansion super sonique de gaz,
- Le pompage plasma dans les plasmas denses,
-

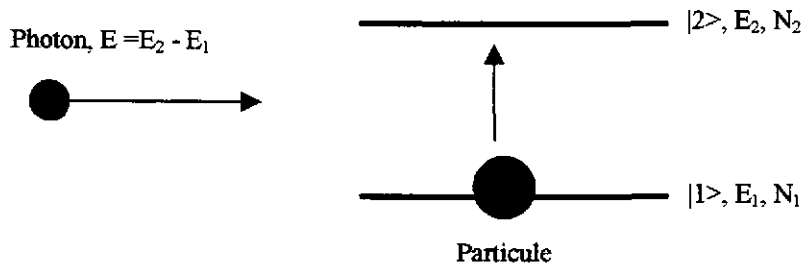
2.1.3 Le transfert d'énergie

Il existe trois processus d'interaction entre la lumière et la matière qui mettent en jeu un échange d'énergie : l'absorption, l'émission spontanée et l'émission stimulée (ou induite).

L'absorption :

Considérons deux états d'énergie $|1\rangle$ et $|2\rangle$, d'énergie respective E_1 et E_2 , de densité de population N_1 et N_2 . Par ailleurs, représentons la lumière par des photons d'énergie $E = E_2 - E_1$.

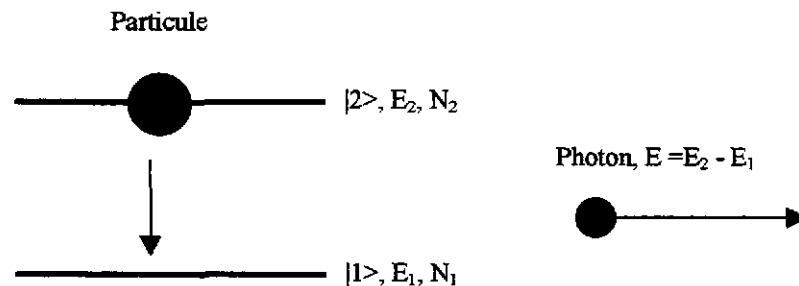
Dans le processus d'absorption, le photon donne son énergie à une particule. Après l'interaction, le photon n'existe plus et la particule est excitée.



On peut montrer que la probabilité pour que le processus ait lieu, est proportionnelle d'une part au nombre de photons et d'autre part au nombre de particules N_1 dans l'état $|1\rangle$.

L'émission spontanée :

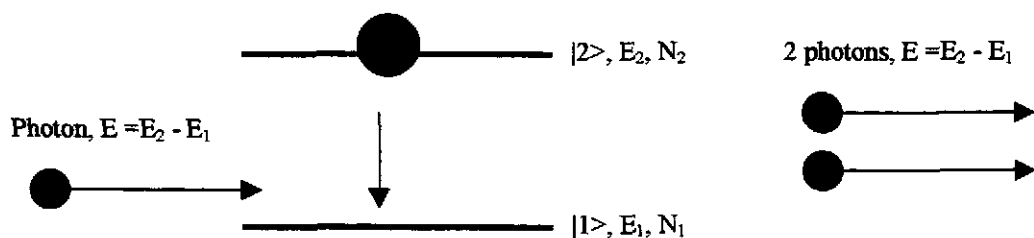
Dans le processus d'émission spontanée, une particule située dans un état d'énergie supérieure "retombe" ou se désexcite dans un état moins énergétique par transition radiative, c'est à dire en émettant un photon. L'énergie perdue par la matière est alors restituée au photon dont l'énergie devient $E = E_2 - E_1$. Avant l'interaction, le photon n'existait pas.



La probabilité pour que ce processus ait lieu, est indépendante du nombre de photons ambiants et est proportionnelle au nombre N_2 de particules dans l'état excité et inversement proportionnelle à un temps caractéristique qui est la durée d'émission spontanée.

L'émission induite ou stimulée.

Einstein, en 1917, reprend les travaux de Planck sur l'émission du corps noir et ceux de Boltzmann sur la loi qui régit les populations des états d'énergie à l'équilibre thermodynamique. Il montre une incohérence qui se lève dès lors qu'on imagine un autre processus d'émission de lumière. C'est l'émission induite qui est le processus totalement inverse de l'absorption. Un photon incident à la matière peut engendrer une transition d'un niveau d'énergie supérieure à un niveau d'énergie moindre et ce en créant un photon.



Le photon créé a les mêmes caractéristiques que le photon incident ; même phase, même énergie, même longueur d'onde, même direction de propagation, même polarisation. On dit que le photon créé est cohérent avec le photon qui a induit ou stimulé le processus.

On peut montrer que la probabilité pour que le processus ait lieu, est proportionnelle d'une part au nombre de photons et d'autre part au nombre de particules N_2 dans l'état $|2\rangle$. Ce processus qui est à l'origine de l'amplification laser montre que l'énergie amplifiée est proportionnelle à l'énergie d'entrée.

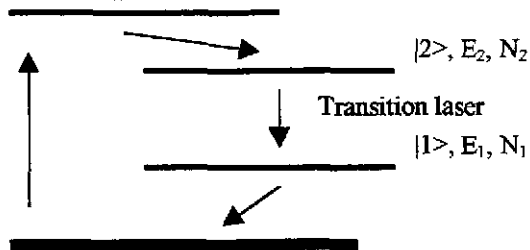
2.1.3.1 L'inversion de population

Un photon incident à la matière peut engendrer deux processus ; un qui l'absorbera, un qui émettra un photon. La probabilité pour que macroscopiquement les photons soient plutôt absorbés ou plutôt amplifiés est directement proportionnelle à la différence des populations $N_2 - N_1$. A l'équilibre thermodynamique, cette différence est négative et l'absorption est prépondérante. C'est pourquoi pendant des siècles personne n'avait mis en évidence le phénomène d'amplification.

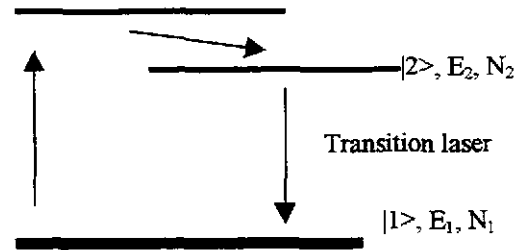
Il est clair aussi que la façon de stocker l'énergie dans la matière en excitant les particules engendre cette inversion de population qui rend l'amplification possible.

2.1.3.2 Les systèmes à 3 et 4 niveaux

Pour décrire les processus de pompage, il existe deux modélisations qui rendent assez bien compte de la réalité : le système de pompage à trois niveaux et le système de pompage à quatre niveaux. Ces deux processus sont décrits sur les schémas suivants :



Le schéma à quatre niveaux



Le schéma à trois niveaux

La différence essentielle est que dans les systèmes à trois niveaux, le niveau bas de la transition laser, est confondu avec le niveau fondamental. Pour atteindre une inversion de population dans le système à quatre niveaux, il suffit de porter des particules dans l'état supérieur de la transition laser. Dans le cas du système à trois niveaux, il faut aussi vider de façon conséquente le niveau fondamental. Les rendements de pompage et de stockage sont donc bien meilleurs pour les systèmes de pompage à quatre niveaux.

2.1.3.3 Les différents états de la matière

On peut imaginer tous les états de la matière pour constituer un matériau amplificateur :

- Les solides (cristallins ou amorphes)
- Les liquides
- Les gaz
- Les semi-conducteurs

Il existe des exemples de laser pour chaque état :

Les cristaux	=>	laser Saphir dopé Titane
Les verres	=>	Laser Phosphate dopé Nd
Les liquides	=>	Laser colorant (rhodamine)
Les gaz	=>	Laser Argon ou CO ₂
Les semi-conducteurs	=>	Diode laser

2.1.4 Les paramètres caractéristiques du matériau amplificateur

Le matériau amplificateur sera choisi en fonction de différents critères comme l'énergie à amplifier, le facteur d'amplification, le taux de récurrence, la longueur d'onde d'émission, la durée des impulsions...

Nous reportons ici quelques paramètres caractéristiques de la matière qui peuvent être prépondérants dans le choix du matériau amplificateur. Ces paramètres sont parfois couplés.

2.1.4.1 La tenue au flux laser et le comportement thermique

Les matériaux doivent pouvoir tenir au flux laser sans détérioration de structure. Ce paramètre met en jeu différents mécanismes de physique ou chimique comme la brûlure des composés organiques ou des impuretés, la dislocation des particules, les effets non - linéaires, l'ablation de la matière... Il est encore déterminé expérimentalement et s'exprime en J/cm^2 pour une durée d'impulsion donnée. Pour des durées d'impulsions supérieures à la picoseconde, ce paramètre est approximativement proportionnel à la racine carrée de la durée de l'impulsion.

Le matériau subit une élévation de la température au cours du pompage. Toute l'énergie déposée dans la matière ne contribue pas à l'inversion de population. Au cours de l'échauffement, les indices de réfraction évoluent, la dilatation déforme la matière et par conséquent la surface d'onde, la matière est contrainte ce qui engendre la dépolarisation de la lumière.

2.1.4.2 Le volume disponible et la densité d'énergie "stockable"

La quantité d'énergie transférée à l'impulsion au cours de l'amplification est directement proportionnelle au nombre de photons créés par émission induite. Elle est donc égale au produit de l'énergie d'un photon par le nombre de particules désexcitées.

Ce nombre de particules est le produit de la densité de particules par unité de volume (c'est ce qu'on appelle le dopage pour les matériaux dopés), par le volume du matériau.

Tous les matériaux ne peuvent pas être fortement dopés ou être fabriqués en grand volume. Cette considération est essentielle dans le choix des matériaux pour les laser à haute énergie.

2.1.4.3 L'indice non-linéaire

Le faisceau qui doit être amplifié se propage dans les matériaux amplificateurs et les différents composants de la chaîne. La propagation de la lumière dans la matière est caractérisée par l'indice de réfraction. Ce paramètre définit la réponse de la matière. Pour des flux laser importants, cette réponse n'est plus linéaire. L'indice de réfraction n'est alors plus constant, il dépend de l'intensité lumineuse. Ce phénomène est la cause de détériorations de la qualité du front d'onde, d'autofocalisation, de filamentation, ou d'automodulation de phase. C'est un facteur très limitatif dans l'extraction d'énergie.

2.1.4.4 La fluence de saturation et la section efficace d'émission

Nous avons vu que l'amplification est fondée sur le processus d'émission induite de la matière. L'énergie de sortie d'un amplificateur est donc proportionnelle à l'énergie d'entrée.

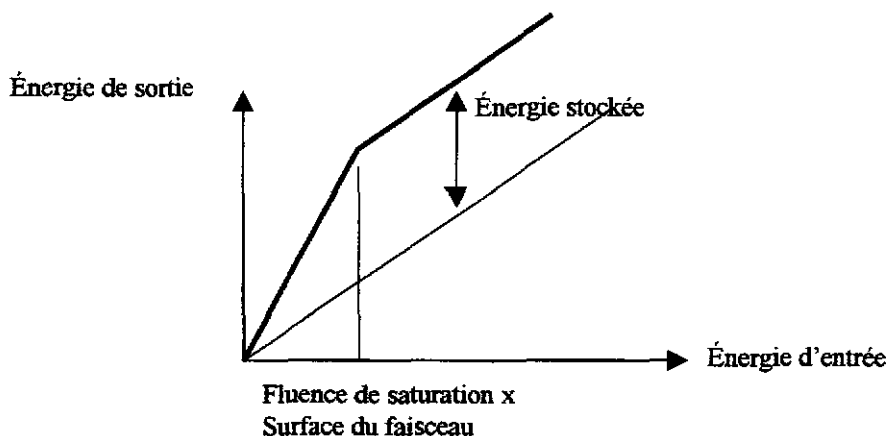
$$E_{\text{sortie}} = \text{Gain} \cdot E_{\text{entrée}}$$

Ceci n'est vrai que pour des signaux faibles, le principe de conservation de la lumière impose que l'énergie de sortie soit inférieure à la somme de l'énergie d'entrée et de l'énergie stockée dans la matière.

$$E_{\text{sortie}} \leq E_{\text{entrée}} + E_{\text{stockée}}$$

Cette limitation est la cause de la saturation de l'amplification ou du facteur G de gain. On montre qu'elle apparaît pour une densité d'énergie proche d'une densité d'énergie propre au matériau qu'on appelle fluence de saturation (exprimée en J/cm^2). La fluence de saturation (F_{sat}) est inversement proportionnelle à une autre grandeur caractéristique ; la section efficace d'émission σ .

La caractéristique de l'énergie de sortie en fonction de l'énergie d'entrée peut alors se représenter en première approximation par deux portions de droite. La première est une droite passant par l'origine de pente G_0 (le gain petit signal). La seconde est une droite parallèle à la première bissectrice et décalée d'une valeur égale à l'énergie stockée.



Remarques :

- Si l'énergie stockée croît, le gain croît.
- Si la fluence de saturation décroît (ou la section efficace croît), le gain croît.

Le phénomène de saturation de l'amplification est gênant parce qu'il déforme les impulsions. En effet, si l'amplification est saturée, le début de l'impulsion est plus amplifié que sa fin qui voit une énergie stockée moindre. C'est l'aspect négatif de la saturation.

En revanche un point de fonctionnement proche de la saturation améliore le rendement du transfert d'énergie. Si l'amplification est saturée, par définition, une grande partie de l'énergie stockée est transmise à l'onde lumineuse.

2.1.4.5 *Le temps de fluorescence*

Le mécanisme de pompage consiste à stocker de l'énergie en créant une inversion de population. Or, nous avons vu que le processus d'émission spontanée, phénomène parasite à l'amplification laser, dépeuple le niveau supérieur laser. Il est caractérisé par une durée qu'on peut en première approximation assimiler au temps de fluorescence.

Le temps de fluorescence est donc le paramètre qui définit la durée du pompage. En effet, il est inutile de continuer à pomper le matériau si le niveau supérieur se dépeuple.

2.1.4.6 *La largeur spectrale d'émission et la longueur d'onde d'émission*

La longueur d'onde d'émission est définie par la différence d'énergie entre les niveaux concernés par la transition laser. En effet, le photon créé par émission stimulée a une énergie égale à cette différence. Or l'énergie d'un photon est égale à :

$E = h.c / \lambda$ où h est la constante de Planck, c la vitesse de la lumière et λ la longueur d'onde.

Les niveaux d'énergie concernés par la transition laser peuvent être dégénérés, être légèrement différents d'une particule à l'autre, dépendre de la vitesse des particules ou de la température du matériau. La longueur d'onde d'émission, ou susceptible d'être amplifiée, peut donc se trouver à l'intérieur d'un spectre qu'on appelle le spectre d'émission ou de fluorescence.

La largeur de ce spectre est importante quand une chaîne laser est composée de matériaux amplificateurs différents. La longueur d'onde d'émission devra se trouver dans une partie du spectre commune à chaque matériau.

Ce paramètre est aussi important quand le spectre du faisceau à amplifier est large. En effet, pour amplifier des impulsions courtes ou "lissées", il faut pouvoir conserver au cours de l'amplification les caractéristiques spectrales de l'impulsion.

2.1.4.7 *Le spectre d'absorption*

Dans le cas d'un pompage optique, le mécanisme consiste à peupler des états énergétiques élevés qui se désexciteront dans l'état supérieur de la transition laser. Ces états sont discrets et donc constituent un spectre d'absorption. Le rendement de pompage sera directement défini par le couplage du spectre d'émission de la source de pompage et le spectre d'absorption du matériau amplificateur.

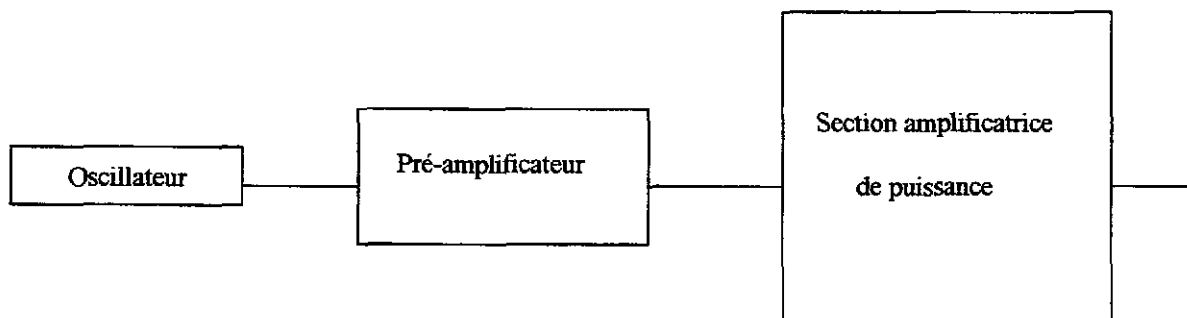
Par ailleurs, au cours de la phase de pompage, pour une particule placée dans l'état supérieur laser $|2\rangle$, un photon pompe est absorbé. L'énergie stockée est donc une fonction du nombre de photons absorbés et non de l'énergie du photon pompe. En conséquence, il est préférable de choisir une énergie du photon pompe la plus faible possible, le rendement est proportionnel à la longueur d'onde de pompage.

2.1.5 Paramètres caractéristiques des sources de pompage

Les critères de choix qui définissent la source de pompage la mieux adaptée à chaque matériau sont très liés, comme nous venons de le voir dans le chapitre précédent, aux paramètres caractéristiques des matériaux ; La longueur d'onde de pompage, le spectre d'émission, la durée de pompage, le taux de répétition... Il faut cependant ajouter le coût, le rendement de pompage, le taux de répétition, l'encombrement, les servitudes nécessaires (eau de refroidissement par exemple).

2.2 Le dimensionnement d'un laser de puissance

L'architecture d'une chaîne laser de puissance peut se définir en trois blocs fonctionnels.



L'oscillateur a pour fonction de créer les photons. L'énergie de l'impulsion en sortie de l'oscillateur est généralement de l'ordre du nanojoule pour un oscillateur fonctionnant en régime "continu" d'émission d'impulsions (modes-bloqués), et de l'ordre du millijoule pour un régime déclenché.

Le système de préamplification doit porter l'énergie de l'impulsion issue de l'oscillateur à un niveau compatible avec la chaîne amplificatrice. Par ailleurs, c'est l'endroit qui est choisi pour mettre en forme spatialement, temporellement, et spectralement l'impulsion. Le facteur d'amplification peut y être énorme (par exemple élever l'énergie de 1 nJ à 1 J, comme c'est le cas dans les futurs laser à haute énergie).

Enfin, la section amplificatrice ou chaîne de puissance, est la partie la plus volumineuse. Elle doit porter l'énergie de l'impulsion à des valeurs élevées (100 J à 10 kJ).

La plus forte contrainte se trouve au niveau de la section amplificatrice. Le matériau amplificateur doit avoir la capacité de stocker énormément d'énergie, de tenir des flux élevés, de ne pas saturer trop l'impulsion mise en forme au cours de la phase de pré-amplification. Le meilleur choix est le verre dopé au néodyme (Nd) que l'on sait faire en large volume avec une qualité optique compatible avec le transport du faisceau. De plus, sa fluence de saturation permet de repousser les problèmes de déformations de la forme temporelle. Ce matériau émet dans une bande spectrale proche du micromètre (1050 nm à 1070 nm).

Le verre étant choisi par les considérations précédentes, il faut le pomper. La quantité d'énergie à déposer est de plusieurs gigajoules. Aussi, pour des problèmes de coûts, de durée de fluorescence du verre dopé au Nd, du faible taux de répétition demandé, le pompage est réalisé par des lampes flashes au Xénon.

La préamplification est beaucoup moins volumineuse. Elle peut déformer l'impulsion puisque la mise en forme temporelle se trouve au niveau de cet étage. Elle doit amplifier dans un rapport conséquent (10^7 à 10^9) et peut nécessiter un fonctionnement à haut taux de répétition pour des besoins d'alignement ou d'expériences annexes à bas flux. Enfin, elle doit être compatible avec la bande spectrale d'émission du verre choisi dans la section amplificatrice. Le meilleur candidat est le cristal (YAG ou YLF) dopé au Nd qui a une fluence de saturation plus faible, un meilleur comportement thermique et qu'on sait réaliser qu'en petit volume. Ce choix n'est pas exclusif. Des considérations, prenant en compte le "lissage optique" ou un fonctionnement en impulsions courtes, excluent ces matériaux pour des cristaux à spectre d'émission large comme le saphir dopé au Titane ou simplement les verres dopés au Nd. Le facteur d'amplification est suffisamment grand pour que cet étage d'amplification soit découpé en plusieurs étages dans lesquels différents matériaux peuvent être choisis. Par rapport à la section amplificatrice, cet étage est peu volumineux et relativement à faible coût. Dans la vie d'un laser haute énergie qui vit des dizaines d'années, il est souvent modifié pour s'adapter aux besoins des utilisateurs.

Le pompage des différents étages de la pré-amplification est réalisé de plus en plus par diodes laser. Cette méthode de pompage permet d'augmenter considérablement les rendements de pompage, la durée de vie des composants de pompage, les taux de répétition et de réduire l'encombrement. Le spectre d'émission des diodes laser étant très fin, il peut être adapté parfaitement à une raie d'absorption du milieu amplificateur. L'énergie déposée contribue directement à l'inversion de population sans chauffer inutilement le milieu amplificateur. Les diodes restent encore très chères et on limite, pour quelques années encore, leur utilisation à des niveaux de quelques joules de pompe.

Enfin, reste l'oscillateur. Le principal paramètre d'ordre général qui entre en compte dans le choix est la longueur d'onde d'émission. Les paramètres essentiels sont plutôt liés à l'exploitation de la machine (simplicité de réglage et d'alignement, disponibilité de la machine, ...), et à ses différentes phases de fonctionnement (génération d'impulsions courtes, d'impulsions "lissée" par fibre optique ou par modulation de phase avec réseaux de dispersion, ...). Cet élément est encore plus "interchangeable" que ceux de la préamplification. On

trouvera donc comme matériaux, des fibres dopés Ytterbium ou Erbium, des microlaser à YLF ou YAG dopés Nd, des oscillateurs incohérents à verre dopé au Nd ou encore des sources impulsions courtes au saphir dopé au titane. Ces différentes solutions peuvent, d'ailleurs, coexister en parallèle sur une même installation pour les différentes campagnes expérimentales.

2.2.1 Les matériaux amplificateurs

Comme nous venons de le voir, les matériaux amplificateurs utilisés pour construire une chaîne laser sont multiples. Cependant, ils sont tous solides et émettent dans le proche infrarouge. Nous détaillerons, dans les chapitres suivants, le néodyme qui dope la plupart de ces matériaux, les verres et enfin les fibres.

2.2.2 Le néodyme

Le néodyme est une terre rare qui appartient, dans la classification périodique des éléments, à la famille des lanthanides. Ces éléments sont chimiquement très proches. On y retrouve par exemple le lanthane La, l'erbium Er, l'ytterbium Yb, ou enfin le néodyme Nd.

Leur dernière couche non-remplie est la $4f^N$ qui est dégénérée 364 fois et est entourée des couches pleines 5s et 5p. Ils ont donc la particularité d'être stables et peu perturbés par le champ cristallin.

Pour l'ion néodyme Nd^{3+} , les niveaux d'énergie qui seront concernés par le pompage et la transition laser, sont les sous niveaux du niveau dégénéré $4f^N$ et sont donc électroniques. Les niveaux de la transition laser aux alentours de $1\mu m$ sont les niveaux ${}^4F_{3/2}$ et ${}^4I_{11/2}$. Plus généralement, le Nd^{3+} peut émettre à 880 nm (${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{9/2}$), $1,3\mu m$ (${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{13/2}$), et $1,8\mu m$ (${}^4F_{3/2} \rightarrow {}^4I_{15/2}$).

Son spectre d'absorption est dans le visible avec des raies marquées autour 580 nm , 750 nm , et 800 nm . Le spectre d'absorption dépend bien sûr légèrement de la maille cristalline ou du milieu amorphe qui contient le Nd. Le temps de fluorescence dépend de la concentration du Nd^{3+} dans le milieu amplificateur et du milieu lui-même. Il est environ de quelques centaines de microsecondes.

Son approvisionnement en quantité est à considérer avec soin. Pour construire, le laser Megajoule, il faudrait 80 tonnes de matière première à quelques kF le kilogramme !! Les mines les plus importantes se trouvent en Chine et il est raffiné en France par Rhône-Poulenc.

2.2.3 Les verres dopés au Néodyme

Les verres sont des milieux amorphes. Les plus courants sont le silicate et le phosphate et dans une moindre mesure le fluorophosphate. Il en existe une quantité importante. Ils diffèrent de par leur composition. Les fournisseurs mondiaux sont Hoya au Japon, Schott et Kiger en Allemagne. Hoya et Schott ont leur usine de forte production aux U.S.A. Kiger est un plus petit fournisseur.

Les amplificateurs sont sous la forme de barreaux pour les petites dimensions et sous la forme de disques (ou plaques) pour les faisceaux supérieurs à 120 mm . Le choix du dopage permet d'ajuster la profondeur d'absorption du faisceau de pompage à la dimension du barreau ou de la plaque. Les dopages varient entre 0,8% en atome pour les amplificateurs de grandes dimensions à 3% pour les amplificateurs de petites tailles.

Depuis une quinzaine d'années, les chaînes de puissance se construisent avec le verre Nd:phosphate car il possède un indice non-linéaire plus faible que celui du silicate ; $n_{2\text{silicate}} \approx 4.10^{-16}\text{ cm}^2/\text{W}$ et $n_{2\text{phosphate}} \approx 3.10^{-16}\text{ cm}^2/\text{W}$. Il émet à 1054 nm avec une largeur spectrale d'émission d'environ 18 nm .

Il est couramment associé au cristal d'YLF dopé au Nd^{3+} qui émet à 1053 nm . Les verres les plus employés sont le LG750 de Schott ou le LHG8 d'HOYA.

Le silicate, pratiquement abandonné, "lase" à 1060 nm . Sa largeur spectrale d'émission est de 23 nm . Il est associé au cristal de YAG dopé au Nd^{3+} . On l'utilise maintenant dans l'amplification des impulsions courtes, en l'alternant au verre phosphate pour augmenter artificiellement la largeur spectrale d'émission.

Les verriers maîtrisent maintenant bien les coulées et garantissent des plaques amplificatrices sans inclusion de platine. Ces inclusions étaient, dans le passé, une limitation à la tenue au flux laser. Ils étudient de nouveaux verres pour adapter leurs caractéristiques laser aux chaînes Megajoule américaines (NIF) et françaises (LMJ) ; la section efficace optimale et le dopage optimal, l'indice non-linéaire le plus faible ou encore pour augmenter la largeur spectrale d'absorption et faciliter ainsi le pompage par diodes laser. Ces verres sont limités en dimension par le phénomène d'ASE (Amplification de l'Émission Spontanée). Aujourd'hui, les dimensions transverses restent inférieures à quelques dizaines de centimètres (40 cm pour le futur laser Mégajoule).

2.2.4 Les cristaux dopés au Néodyme

Comme nous venons de le voir les cristaux sont mieux adaptés pour les amplificateurs à fort gain, les oscillateurs, et les fonctionnements récurrents. Leur section efficace d'émission est plus importante que celle des verres, (leur fluence de saturation plus faible). Leurs propriétés thermiques et mécaniques sont aussi bien meilleures. En revanche, leur largeur spectrale d'émission est limitée à quelques angströms.

Les cristaux les plus utilisés dans les chaînes de puissance, sont le Nd:YAG et le Nd:YLF. Plus marginalement, le Nd:LNA est parfois placé dans les oscillateurs. Enfin, le saphir dopé au titane est le meilleur candidat pour créer et pré-amplifier des impulsions courtes (inférieures à la picoseconde).

Le Nd:YAG est un cristal cubique dont la composition chimique est $Y_3Al_5O_{12}$. Le néodyme se substitue en partie à l'atome d'yttrium. Les dopages les plus courants sont environ de 1% en atome. C'est le laser solide le plus répandu depuis les années 70. Il a vite remplacé le laser à rubis (premier laser au début des années 1960), qui fonctionnait avec un schéma de pompage à trois niveaux. Les propriétés de ce cristal et la maîtrise de sa fabrication sont très bien connues et en font un produit peu cher. Les applications de ce type de laser dépassent largement les chaînes à haute énergie. On le trouve dans les laser médicaux (ophtalmologie, microchirurgie,...), les laser scientifiques, militaires et dans l'industrie. Sur sa raie principale, il émet à 1064 nm et est donc associé dans son utilisation au verre silicate dopé au néodyme. Il est ainsi de plus en plus abandonné comme source de chaîne laser de puissance.

Le Nd:YLF est un cristal tétragonal dont la composition chimique est $YLiF_4$. Le néodyme se substitue aussi à l'atome d'yttrium. Il se dope au maximum à 1,5 % en atome mais en général il est concentré à 1%. Il a la particularité d'être anisotrope et de présenter une biréfringence naturelle. Il émet à 1047 nm pour sa raie la plus puissante (raie dite π) et à 1053 nm pour la raie σ d'émission. La raie σ couvre l'émission spectrale du verre phosphate auquel il est associé dans les chaînes à haute énergie. La sélection de la longueur d'onde d'émission se fait en polarisant le faisceau. Ce cristal est maintenant le plus répandu comme matériau amplificateur dans les oscillateurs des chaînes de puissance. En revanche, il reste un produit marginal car ses caractéristiques en font un cristal moins performant que le YAG. Sa section efficace d'émission est deux fois plus faible que celle du YAG. Il ne le supplante donc pas dans les autres applications. Il se prête bien au pompage par diodes laser. Sa raie d'absorption se trouve à 792 nm et donc proche de celle du YAG (808 nm) pour lequel la technologie des diodes laser est déjà développée.

Le Nd:LNA est un cristal français réalisé pour la première fois au début des années 1980. Sa composition chimique est $LaMgAl_{11}O_{19}$. Le néodyme se substitue au lanthane. Il émet aussi à 1054 nm et peut donc être utilisé avec des chaînes équipées en phosphate. Sa largeur spectrale d'absorption en fait un très bon candidat pour le pompage par diodes laser. Son étendue spectrale d'émission lui permet d'amplifier des spectres relativement larges. Cependant, sa section efficace d'émission est plus faible que celle du YLF.

Ces cristaux sont fabriqués par la méthode de croissance Czochralski. Ce procédé consiste à maintenir le cristal en croissance dans une solution en fusion dont la composition est la même que celle du cristal. (composés à fusion congruente). Une nouvelle méthode est déjà mise au point pour le YAG et est à l'étude pour le YLF. Elle consiste à faire croître le cristal par un procédé d'épitaxie en phase liquide. Les volumes réalisés sont faibles mais conviennent bien au microlaser. L'avantage est de pouvoir augmenter considérablement le dopage à des valeurs inaccessibles par la méthode de Czochralski.

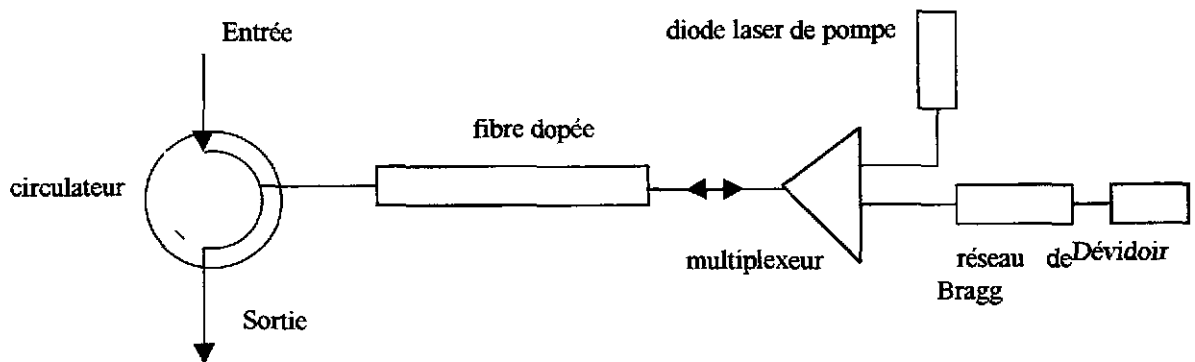
Les principaux fabricants sont en France la société Crismatec. Le développement du YLF a été réalisé à l'université du Mans et ceux du LNA au LETI à Grenoble. Les études sur l'épitaxie en phase liquide sont menées aussi au LETI.

2.2.5 Les fibres

Le développement des fibres comme matériau amplificateur est corrélé au développement du marché des télécommunications. La fibre optique est bien adaptée au transport de l'information. Pour des problèmes de débit d'informations et de sécurité oculaires les longueurs d'émission pour les télécommunications sont 1,3 μm ou 1,5 μm . Pour les chaînes laser à haute énergie, la fibre optique peut être une source ou un amplificateur intéressant. D'une part, par définition, elle n'est pas soumise au désalignement. D'autre part, elle autorise des longueurs d'amplification très grandes. Enfin le transport jusqu'aux étages de préamplification est largement simplifié et les techniques intégrées de modulation de phase ou d'amplitude sont à disposition. La dimension de l'ensemble de ces composants s'en trouve considérablement réduite.

Les fibres utilisées comme matériaux amplificateurs sont pour la plupart, des fibres en silice, monomodes et pompées par diodes laser. Les dopants sont aussi des terres rares. On retrouve le néodyme, l'erbium, et l'ytterbium. Pour un fonctionnement aux environs de 1055 nm, l'Ytterbium est le mieux adapté.

Les gains obtenus sont limités par les phénomènes d'ASE (Amplification de l'Émission Spontanée). De façon courante, ils atteignent jusqu'à 30 dB. Le couplage de la diode de pompe se réalise à l'aide d'un multiplexeur. Enfin, il est nécessaire de placer des isolateurs pour éviter les phénomènes d'accrochage ou de détérioration des éléments amonts. Le schéma le plus couramment utilisé est le suivant :



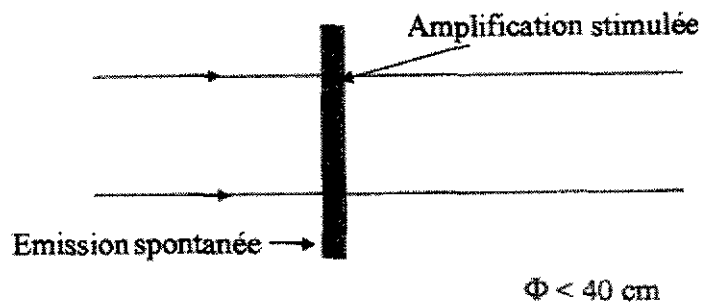
L'amplificateur travaille en double passage. Le circulateur sert d'aiguillage pour éviter que le faisceau prenne le chemin du faisceau incident. Le multiplexeur insère le faisceau pompe à l'intérieur de la fibre. Enfin, le réseau de Bragg joue le rôle de miroir très sélectif spectralement. Ainsi le phénomène d'ASE est considérablement limité. Seule la contribution du second passage subsiste.

Des développements sont en cours pour créer des fibres à double cœur ; Un pour la pompe et un pour le faisceau à amplifier. La puissance de pompe pourrait augmenter.

2.2.6 Choix du nombre de faisceaux

Le facteur le plus limitatif dans le choix de la dimension transverse des faisceaux est le mécanisme de l'Amplification de l'Émission Stimulée (l'ASE). Ce mécanisme parasite est illustré sur la figure ci dessous.

L'Amplification de l'Émission Spontanée



Avant que l'onde lumineuse à amplifier n'arrive sur le matériau amplificateur, celui-ci est pompé. Le matériau se désexcite donc par émission spontanée et émet dans les 4π stéradians des photons. En particulier, certains photons émis se propagent dans la direction transverse du faisceau. Ils subissent alors dans le matériau dans lequel l'inversion de population est engendrée, une amplification par émission stimulée au même titre que les photons de l'onde à amplifier. Il est assez simple de montrer que cet effet croît exponentiellement avec la longueur d'interaction soit la dimension transverse.

Ce mécanisme est nuisible à deux points de vue. D'une part, il contribue à diminuer l'énergie stockée, d'autre part il peut engendrer des dommages si les flux transverses sont trop importants.

Pour des verres dopés au néodyme, la longueur à ne pas dépasser est de l'ordre du demi mètre. Il est alors facile d'estimer, pour une énergie souhaitée en sortie de l'installation, le nombre de faisceaux. Il s'évalue par le quotient de l'énergie de l'installation par la fluence de saturation et par la surface limitée par l'ASE :

$$\text{nombre de faisceaux} = \frac{\text{énergie}}{\text{Fluence}_{\text{saturation}} \cdot \text{Surface}_{\text{ASE}}}$$

Par exemple, pour le laser LMJ, le matériau amplificateur est du verre phosphate dopé au néodyme, la fluence de saturation est 4 J/cm^2 et l'énergie de sortie est $1,8 \text{ MJ}$. Le nombre de faisceaux est ainsi 240.

2.2.7 La conversion de fréquence

L'optimisation du transfert de l'énergie lors de l'expérience d'interaction laser matière impose une longueur d'onde courte. Or, le verre dopé au néodyme émet dans le proche infrarouge ($\lambda = 1055 \text{ nm}$). Il faut donc changer la longueur d'onde de l'impulsion par le processus de conversion de fréquence.

Ce processus fait appel à la réponse non linéaire lors de la propagation de l'onde lumineuse dans un matériau non centro symétrique. Cette réponse est quantifiée par le tenseur d'ordre trois de la susceptibilité noté χ_2 .

Pour les laser de puissance, une fois de plus le critère de choix du cristal choisi est fondé sur les dimensions réalisables par la technologie. Pour l'instant le seul candidat est le cristal de KDP (KH_2PO_4 : dihydrogénate de potassium).

2.3 Le dimensionnement d'un laser U.H.I.

Les lasers à ultra hautes intensités produisent pour atteindre leurs performances des impulsions lumineuses de très courtes durées (de quelques dizaines à quelques centaines de femtosecondes). Or la durée optimale des impulsions d'une chaîne laser est la conséquence de deux considérations :

D'une part, la fluence, comme nous l'avons vu, doit être de l'ordre de la fluence de saturation pour à la fois extraire correctement l'énergie stockée, sans trop modifier la forme temporelle de l'impulsion.

Par ailleurs, l'intensité de l'onde au cours de la propagation dans la chaîne, ne doit pas excéder une valeur seuil au delà de laquelle les effets non linéaires (effet Kerr) sont dommageables.

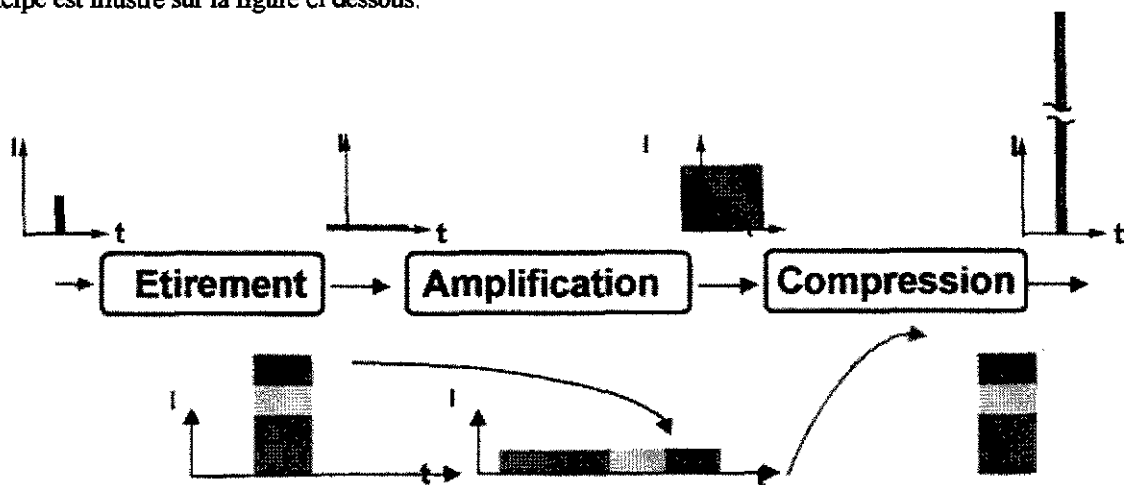
Il vient naturellement une durée d'impulsion optimale pour chacune des chaînes laser, qui s'écrit comme le quotient de la fluence de saturation par l'intensité seuil non linéaire.

$$\text{Durée d'impulsion optimale} = \frac{\text{Fluence}_{\text{saturation}}}{\text{Intensité}_{\text{seuil N.L.}}}$$

Pour fixer les idées, dans les chaînes laser à verre la fluence de saturation est de 3 à 5 J/cm^2 et l'intensité seuil est de l'ordre de 1 à 5 GW/cm^2 . La durée optimale de ce type de chaîne est donc de l'ordre de la nanoseconde.

Pour produire une impulsion nettement plus courte que la nanoseconde (sub picoseconde) à des énergies qui nécessitent une amplification dans une chaîne laser, il faut utiliser le principe de l'amplification à dérive de fréquence (CPA : Chirped Pulse Amplification) utilisé dans le domaine des radars depuis le début des années 60.

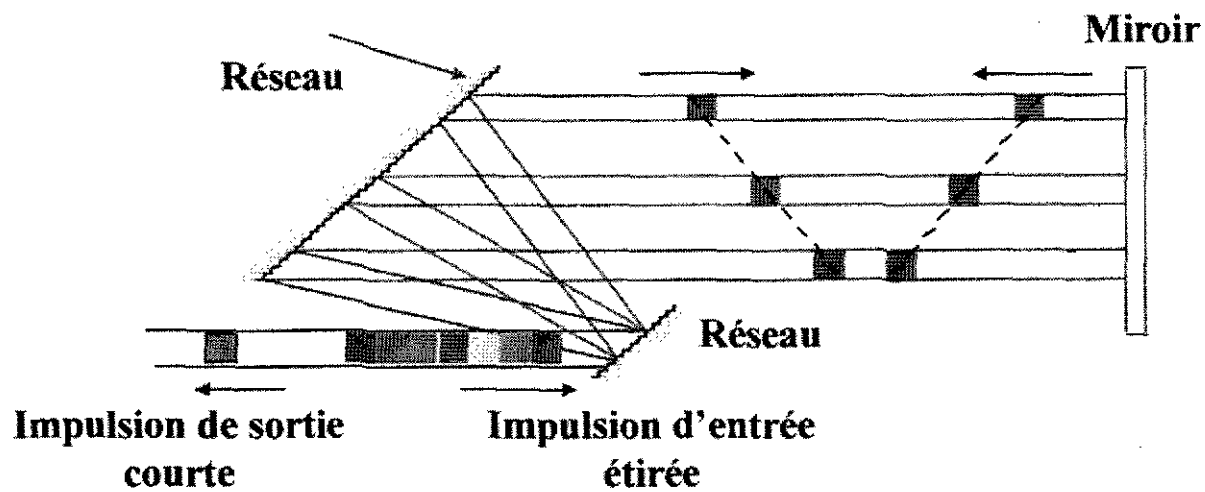
Ce principe est illustré sur la figure ci dessous.



Il consiste à utiliser le caractère poly chromatique d'une impulsion courte. Chaque impulsion courte possède un ensemble de composantes spectrales qu'il suffit de « coder » dans le temps à l'aide d'un système dispersif. L'impulsion est alors allongée à une durée compatible avec la chaîne d'amplification. Une fois l'amplification réalisée, il faut effectuer un codage inverse, avec un système dispersif conjugué, pour replacer les différentes composantes spectrales de façon synchrone.

Les systèmes dispersifs utilisés se fondent sur l'aspect dispersif de la diffraction des ondes lumineuses sur un réseau de diffraction plan.

Comme il est montré sur la figure ci dessous, une impulsion allongée et dont les différentes composantes spectrales sont codées dans le temps, est incidente sur un réseau de diffraction qui disperse angulairement les longueurs d'onde. Un second réseau arrête cette dispersion et collimate le faisceau. Il apparaît que le faisceau rouge parcourt un chemin plus long que le faisceau bleu et « rattrape » ainsi le retard qu'il avait dans l'impulsion initiale. Cependant, les différents faisceaux chromatiques ne sont pas confondus spatialement. Il suffit de refaire le même chemin en sens inverse à l'aide d'un miroir plan pour que toutes les composantes spectrales se trouvent en un même temps et dans le même espace.



On peut montrer que le retard temporel est directement proportionnel à la distance entre les réseaux. Pour construire un système conjugué à celui présenté ci dessus, afin d'allonger les impulsions, il faut réaliser un système pour lequel la distance entre les réseaux est négatives. Cela se fait en optique par imagerie, à l'aide d'un télescope.

Mesures des propriétés statiques des noyaux : utilisation des pièges ioniques

David Lunney

CSNSM-CNRS, Bat. 108, Université de Paris Sud
F-91405 Orsay, France (lunney@csnsm.in2p3.fr)

Résumé : La compréhension complète du noyau repose en partie sur l'étude des noyaux exotiques et des modèles nucléaires. Pour étudier un noyau exotique, nous avons besoin de plus qu'une simple confirmation de son existence et la mesure de sa durée de vie : la mesure de sa masse et donc, son énergie de liaison, est une contrainte forte sur les modèles nucléaires. Une mesure de masse est en fait, une mesure de haute précision. Comme la précision ne vient qu'avec une durée de mesure suffisamment longue, les pièges nous offrent un maximum d'exactitude de mesure. La première partie décrira le fonctionnement et la physique de toutes sortes de pièges à ions magnétiques et électriques, ainsi que les techniques associées pour le refroidissement des ions piégés. La deuxième partie couvrira brièvement l'intéressant panorama de la physique mise en jeu avec les ions piégés, avant de se concentrer sur les mesures de masse et de la manipulation des faisceaux d'ions radioactifs.

Abstract: Complete understanding of the nucleus relies strongly on exotic nuclides and nuclear models. The study of exotic nuclides must go beyond mere confirmations of their fleeting existence and measurement of the duration: prediction of the binding energy is a true trial-by-fire of a pretending nuclear model. Measurement of the mass requires extremely high precision and since this can come only with measurement duration, it is ion traps that offer the ultimate possibilities for measurement accuracy. These notes describe the physics and operation of various sorts of traps as well as the closely associated techniques for cooling before summarizing the exciting panorama of physics investigated with traps, concentrating on mass measurements and the manipulation of radioactive ion beams.

*Il y a deux voies, celle de l'électrique et celle de la magnétique
et il y a une grande différence entre ces deux voies.*

adapté du *Didache*; 1^{er} siècle

I. Introduction : Pourquoi piéger un ion?

Pour faire un portrait réaliste, il faut que le peintre ait son sujet assis tranquillement devant lui pendant un délai suffisant. Pour le portrait peut-être le plus connu au monde, La Joconde, Da Vinci a mis quatre ans pour le perfectionner. Ce principe, que plus longtemps un système est observé plus l'incertitude sur son énergie diminue, a été exprimé mathématiquement par Heisenberg : $\Delta E \cdot \Delta t \geq \hbar$. Pour déterminer les propriétés caractéristiques d'un système avec beaucoup de précision, il faut donc mesurer sur une longue période de temps. Ceci nécessite de ramener notre système au repos dans le cas où il a une vitesse de déplacement. Il est aussi souhaitable que le système sous observation ne soit pas affecté par son environnement; qu'il soit donc isolé. De plus, le fait de n'avoir qu'un seul système permet d'éviter des interactions qui pourraient influencer son comportement.

Un piège à ions nous offre toutes ces possibilités : un seul ion, dans l'espace, au repos, pendant une période longue. Dans une telle situation, nous pouvons déterminer les propriétés fondamentales de la particule avec beaucoup de précision, observer les réponses aux excitations, mesurer les taux des réactions, la préparer dans un état bien défini, attendre et caractériser une transformation (e.g. une décroissance) ou bien, transporter autre part cette particule!

La Figure 1 nous montre des portraits de deux sujets. A gauche, la Joconde et à droite, Astrid, un ion isolé pendant plusieurs jours dans un piège électrique. Astrid est stimulé par un faisceau laser et on la voit grâce à sa fluorescence souriante. Ce rêve là, "un ion au repos flottant dans l'espace libre" a été réalisé par Hans Dehmelt [De88]. Cet exploit lui a permis de gagner le prix Nobel en 1989, partagé avec Wolfgang Paul, l'inventeur du piège [De90,Pa90].

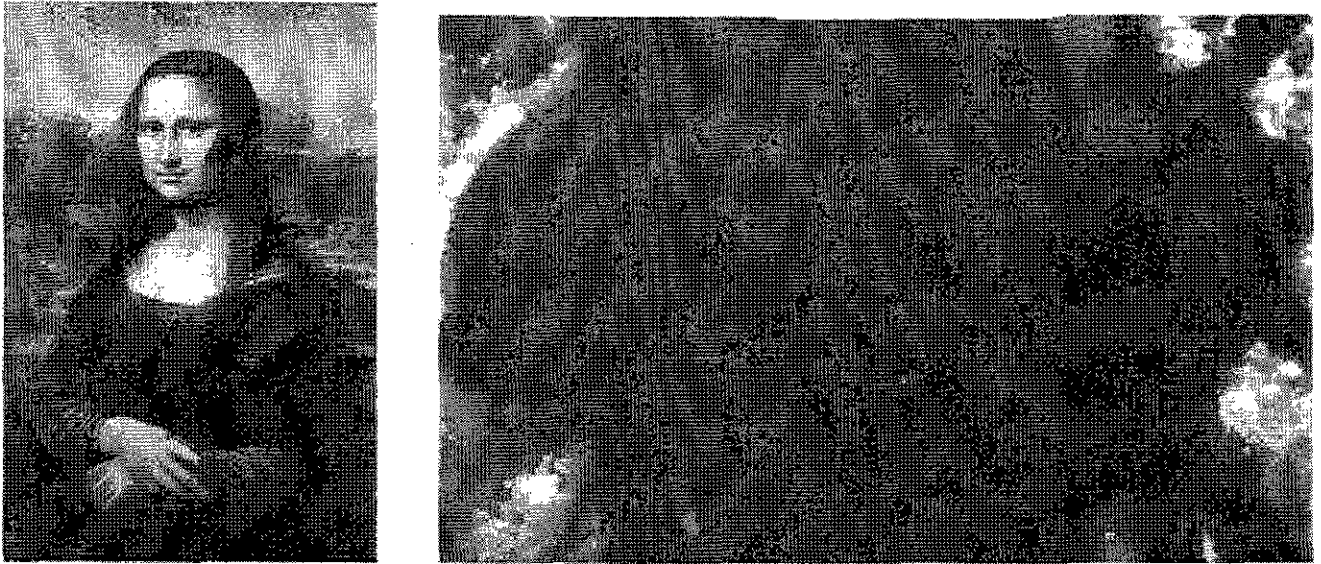


Figure 1 : (à gauche) La Joconde, une Florentine observée par Leonardo da Vinci pendant quatre ans afin de réaliser son portrait. (à droite) Astrid, un ion solitaire dans un piège de Paul, observé suffisamment longtemps par Hans Dehmelt pour le prendre en photo [De88]. Le portrait d'Astrid a valu le prix Nobel pour Dehmelt. Malheureusement il n'y a pas de prix Nobel pour la peinture!

II. Comment piéger un ion?

Nous avons toujours besoin d'une force de rappel pour effectuer un confinement. Dans la nature, on peut citer plusieurs exemples (figure 2) : les planètes dans le système solaire, confinées dans leurs orbites par l'interaction gravitationnelle, les animaux dans un zoo, confinés par une force mécanique, les êtres humains, confinés par des forces parfois étonnantes fortes d'émotion. Dans cette partie nous parlerons des ions où la force électromagnétique est utilisée pour les confiner.

II. A. Généralités sur le fonctionnement des pièges

Tout d'abord, introduisons des pièges très simples : le piège électrostatique dit piège de Kingdon et la bouteille magnétique (figure 3). Le piège de Kingdon confine dans le plan radial avec un simple champ entre un cylindre autour d'un fil au centre [Ch93]. La bouteille magnétique confine dans le plan radial avec un champ perpendiculaire au mouvement de l'ion et dans le plan axial par l'effet du miroir magnétique dans les régions où les lignes de champ sont plus serrées [Ja75]. Notez que dans ces deux cas, il faut que les ions aient une vitesse non-nulle pour que le piège fonctionne. De plus, il est difficile de contrôler très précisément le mouvement dans ce type de piège.

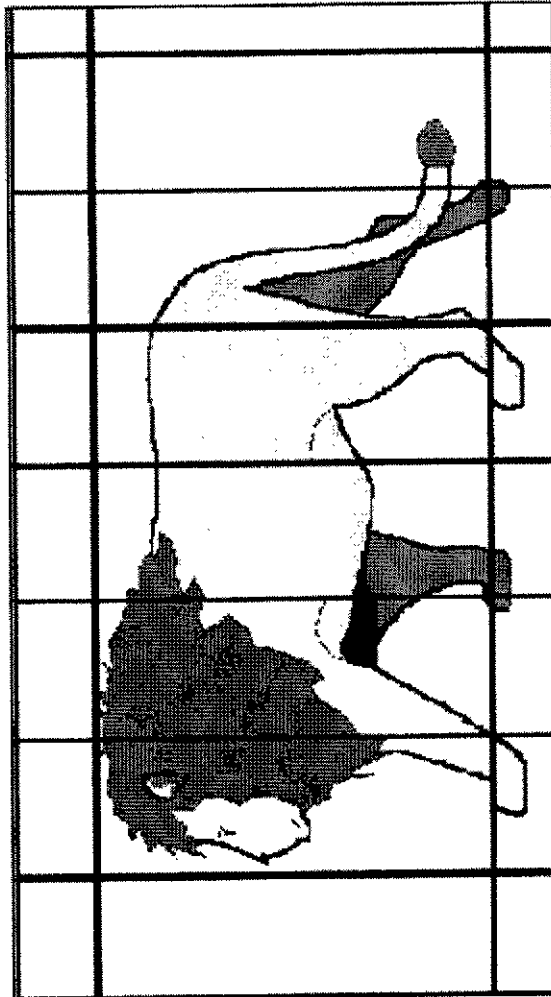
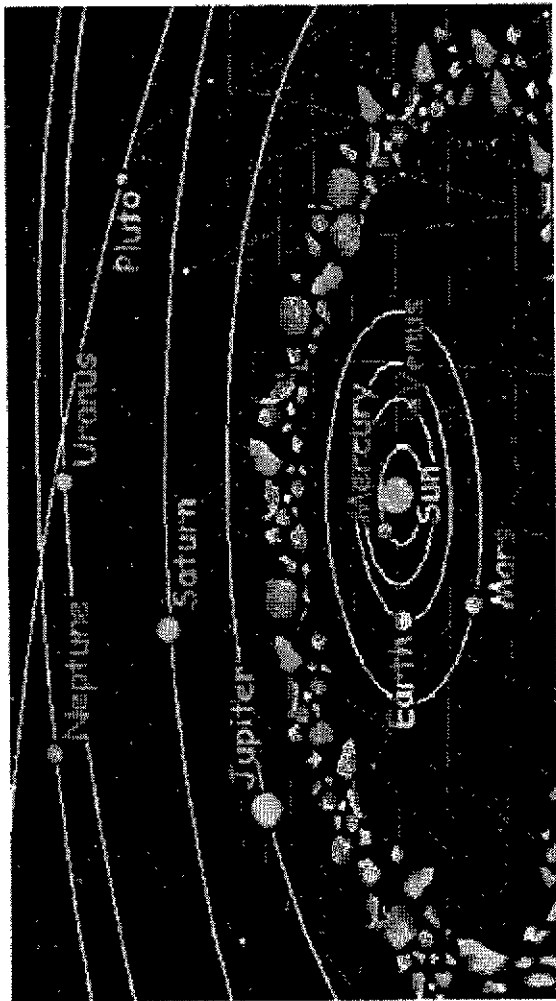


Figure 2 : Des formes variées de pièges : (en haut à gauche) l'interaction gravitationnelle piège les planètes dans des orbites autour du soleil; (en bas à gauche) la force mécanique confine des animaux dans des cages; (à droite) la force d'émotion peut engendrer un type de piège (méfiance!).

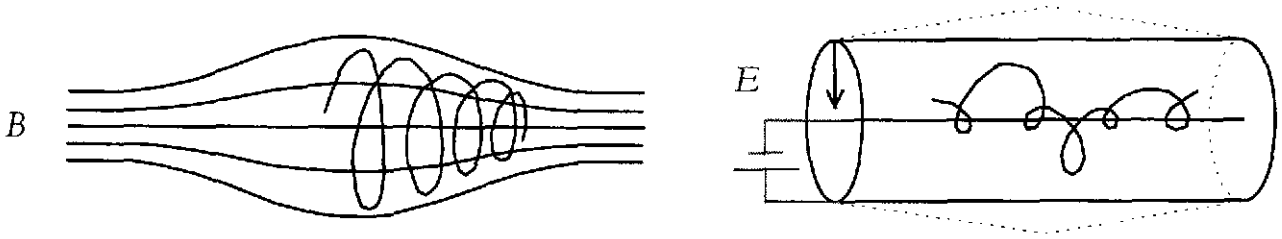


Figure 3 : Pièges statiques : (à gauche) la bouteille magnétique (à droite) le piège électrostatique de Kingdon.

II. B. Le piège de Penning (magnétique)

C'est Dehmelt qui a baptisé ce piège "Penning" pour honorer l'homme qui a évoqué ce principe (et qui a réalisé la fameuse jauge qui porte aussi son nom) [Pe36]. Le piège de Penning combine un champ magnétique homogène pour confiner dans le plan radial avec un champ électrique quadripolaire pour fournir un puits de potentiel dans le plan axial (voir figure 5a).

Avant développer le mouvement d'ions piégés, il faut regarder la forme du potentiel quadripolaire ϕ soumise à l'équation de Laplace (voir [MH91, Da76] pour le développement détaillé):

$$\phi = \phi_0(ax^2 + by^2 + cz^2) \quad \text{Laplace } (\nabla^2\phi = 0) \Rightarrow a + b + c = 0$$

$$\text{take } a = b = \alpha \text{ and } c = -2\alpha \text{ where } \alpha = \frac{\phi_0}{2z_0^2}$$

et la forme analytique en coordonnées cylindriques devient : $\phi(r, z) = \frac{\alpha}{2}(r^2 - 2z^2)$ (1)

avec les équipotentiels qui suivent les hyperboles : $\frac{r^2}{r_0^2} - \frac{z^2}{z_0^2} = \pm 1$ (2)

La forme classique des électrodes d'un piège quadripolaire est donc celle d'un hyperboloïde (voir figure 4). Comme une hyperbole est en principe infinie, la réalisation mécanique est forcément compromise car des électrodes infinies ne sont pas réalisables et d'autant plus si on veut introduire des ions par des trous [Lu91]. On peut résoudre ce problème en rajoutant des électrodes de correction et en faisant ce genre d'opération, on se rend compte que finalement, il est possible de créer un champ quadripolaire avec toute sorte de combinaisons de formes d'électrodes y compris un piège totalement cylindrique [Ra97].

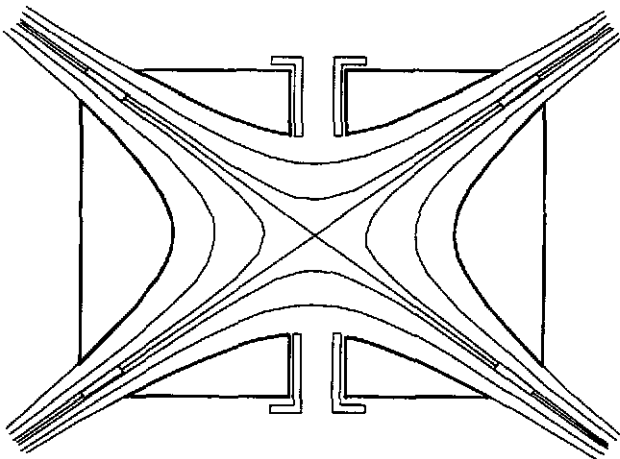


Figure 4 : Forme des électrodes pour un piège quadripolaire classique (coupe transversale). En haut et en bas, les chapeaux sont séparés par la distance $2z_0$ et le rayon de l'anneau est r_0 . Les équipotentiels sont décrits par l'équation (2). Les électrodes de compensation servent à corriger la troncation des hyperboloïdes (et aussi des trous).

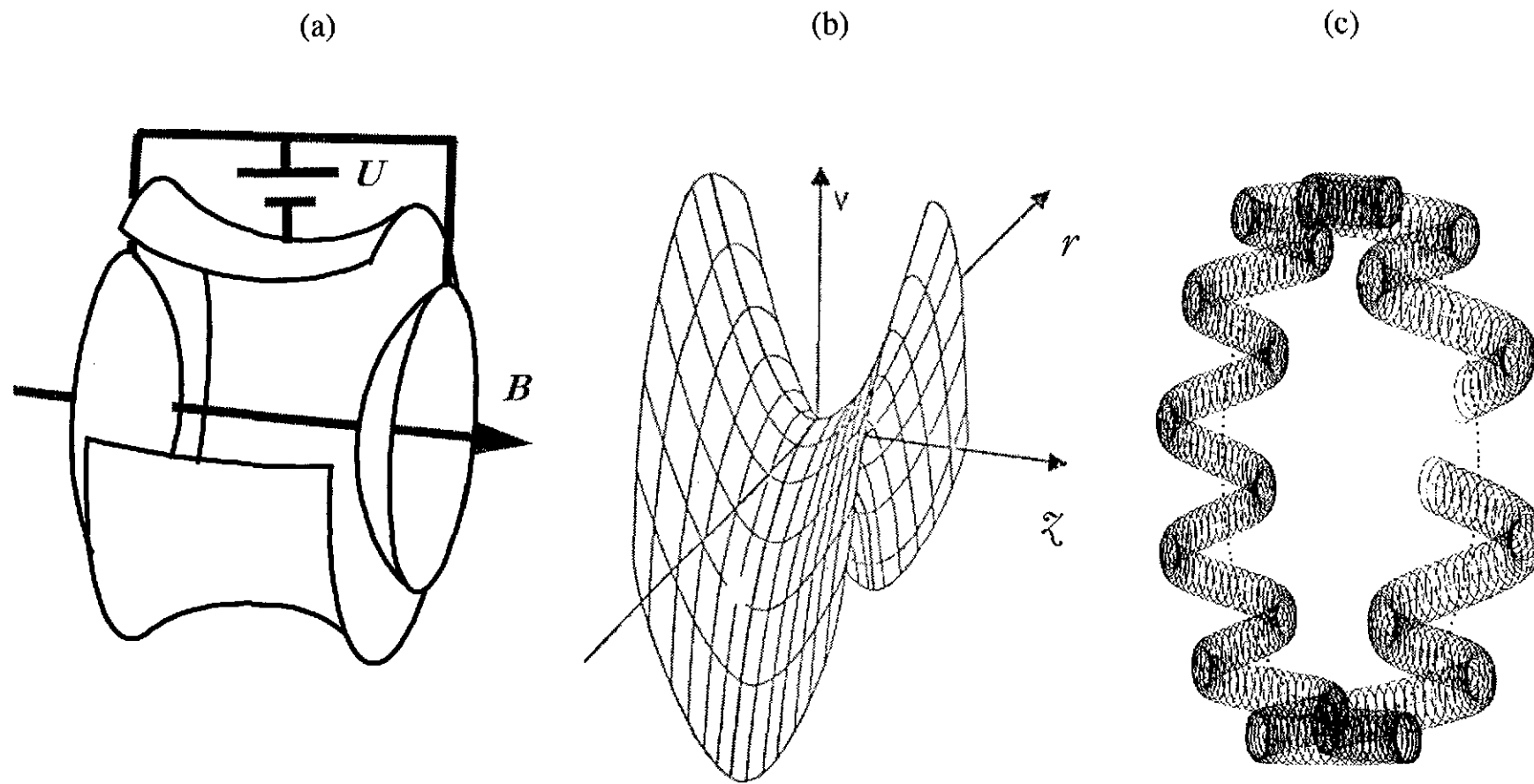


Figure 5 : (a) piège de Penning qui consiste en un anneau et deux chapeaux avec un champ magnétique orienté sur l'axe z (b) la tension appliquée entre l'anneau et les chapeaux crée un potentiel (quadripolaire) en forme de selle qui donne lieu (c) à un mouvement simple harmonique dans le plan axial et à deux modes propres de mouvement circulaire dans le plan radial.

Le potentiel du champ quadripolaire est donc en forme de selle (voir figure 5b). Il en résulte que le champ, ayant des composantes indépendantes, est focalisant (pour une tension négative sur l'anneau et un ion positif) dans le plan axial et défocalisant dans le plan radial. Ce fait est aussi évident en dérivant les composantes du champ électrique du potentiel donné par l'équation (1) :

$$E_r = -\alpha r \quad E_z = 2\alpha z \quad (3)$$

L'effet de combiner un champ quadripolaire (électrique) et un champ magnétique a deux conséquences sur le mouvement : (1) à cause du champ radial défocalisant, la fréquence cyclotron naturelle $\omega_c = qB/m$ est réduite et (2) un mouvement dit magnétron résulte de la composante $E \times B$. Ce mouvement est en fait instable et l'énergie associée est presque totalement potentielle, contrairement au mouvement cyclotron qui lui est cinétique. Le mouvement des ions dans un piège de Penning est donc une superposition de trois modes : (1) la fréquence axiale dans le puits de potentiel entre les deux chapeaux, ω_z ; (2) la fréquence cyclotron réduite, ω_+ ; et (3) la fréquence magnétron ω_- (figure 5c). Rappelons qu'en calculant les fréquences, ω_z ne dépend pas de la valeur du champ magnétique et que dans un champ quadripolaire parfait, $\omega_c = \omega_+ + \omega_-$. Les fréquences sont calculées avec les relations suivantes :

$$\omega_z = \sqrt{\frac{q}{m} \frac{U}{z^2}} \quad \omega_{\pm} = \frac{\omega_c}{2} \pm \sqrt{\frac{\omega_c^2}{4} - \frac{\omega_z^2}{4}}$$

$$\omega_c = \frac{q}{m} B \quad \Rightarrow \quad B^2 > 2 \frac{m U}{q z^2}$$

Pour avoir une idée de l'ordre de grandeur des paramètres d'opération et des fréquences résultantes, voir tableau 1. L'avantage du champ quadripolaire se trouve dans la possibilité de décrire et de contrôler avec grande précision le mouvement des ions piégés à l'intérieur. Les électrodes nous fournissent également des outils pour contrôler la dynamique des ions (expliqué plus tard). Un développement très complet de la théorie du piège de Penning a été réalisé par Brown et Gabrielse [BG86].

q	m	B (T)	f_+ (MHz)	f_z (MHz)	f_- (MHz)
1	1	1	15.0	0.70	0.015
1	1	5	75.0	0.70	0.003
1	100	5	0.75	0.07	0.003
10	100	5	7.50	0.21	0.003

Tableau 1: Pour une tension $U = 5$ V et une séparation de chapeaux $2z_0 = 10$ mm le champ B et les trois fréquences des modes propres sont présentées pour la charge q et la masse m donnée.

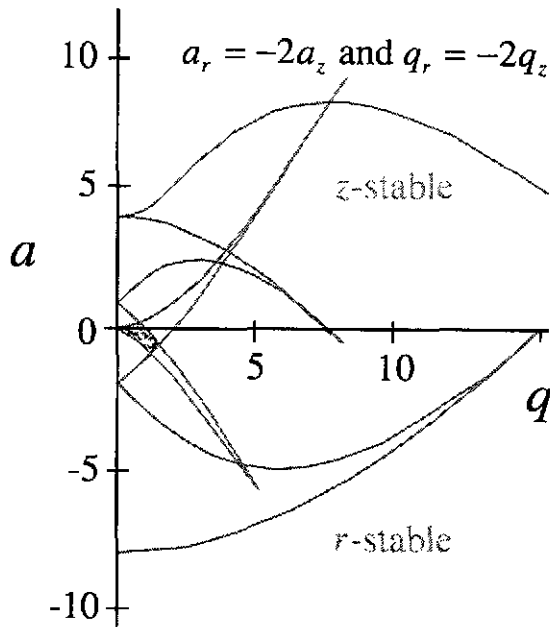


Figure 7 : Diagramme de stabilité de Mathieu pour le mouvement d'un ion dans le piège de Paul. Ce diagramme est formé par l'intersection des solutions stables de l'équation de Mathieu exprimées par les paramètres a et q dans les deux dimensions (zone ombrée, près d'origine). Pour s'assurer d'une trajectoire stable, il faut choisir des paramètres de fonctionnement du piège pour faire en sorte que le point (a, q) calculé tombe dans une zone d'intersection.

Le mouvement des ions dans le piège de Paul est de nature quasi-sinusoidal (le macro-mouvement) à la fréquence ω plus ou moins modulée à la (radio)fréquence d'opération du piège Ω (le micro-mouvement) comme illustré sur la figure 8. La fréquence fondamentale est déterminée par les paramètres de Mathieu et représente (au premier ordre) l'oscillation simple harmonique à la fréquence ω dans le puits de pseudo-potential D (voir figure 6):

$$D(r, z) = \frac{1}{2} m (\omega_r r^2 + \omega_z z^2) \quad \text{where:} \quad \omega = \frac{1}{2} \beta \Omega$$

La trajectoire d'un ion dans un piège de Paul ressemble à une figure de Lissajous (figure 8). Le piège de Paul permet l'isolation d'un seul ion complètement au repos au centre où le champ est nul ce qui n'est pas possible avec un piège de Penning où l'ion tournera toujours. Par contre, là où un nuage d'ions dans le piège de Penning tournera de la même façon qu'un seul ion, dans un piège de Paul, les ions hors du centre sont soumis à un champ de plus en plus fort et subissent un phénomène appelé chauffage à radiofréquence qui mène à la perte d'ions due aux collisions.

La version en deux dimensions (qui a précédé le piège) est couramment utilisée en tant qu'analyseur de gaz résiduel. Les ions traversent une structure qui consiste en quatre tiges formant un champ quadripolaire dans le plan radial alors qu'il n'y a pas de champ le long de l'axe. Le fonctionnement est exactement le même avec un diagramme de stabilité déterminé par les paramètres d'opération. Ce système est autrement connu sous le nom de *filtre de masse*. On peut également faire un piège en appliquant une tension répulsive sur une électrode à l'entrée et à la sortie [MH91, Da76].

Un filtre de masse est classiquement quadripolaire (donc en forme de potentiel parabolique) mais rien n'empêche d'utiliser un champ d'ordre plus élevé par exemple un sextupole ou un octupole. La forme du puits de potentiel dans ce cas là devient de plus en plus plate au centre [Lu91]. Gerlich a poussé cette idée jusqu'à réaliser un guide d'ion avec 22 pôles! Le puits de cet instrument est quasiment carré ce qui permet d'avoir des parcours sans champ très longs et le rend bien adapté pour étudier des réactions chimiques [Ge95].

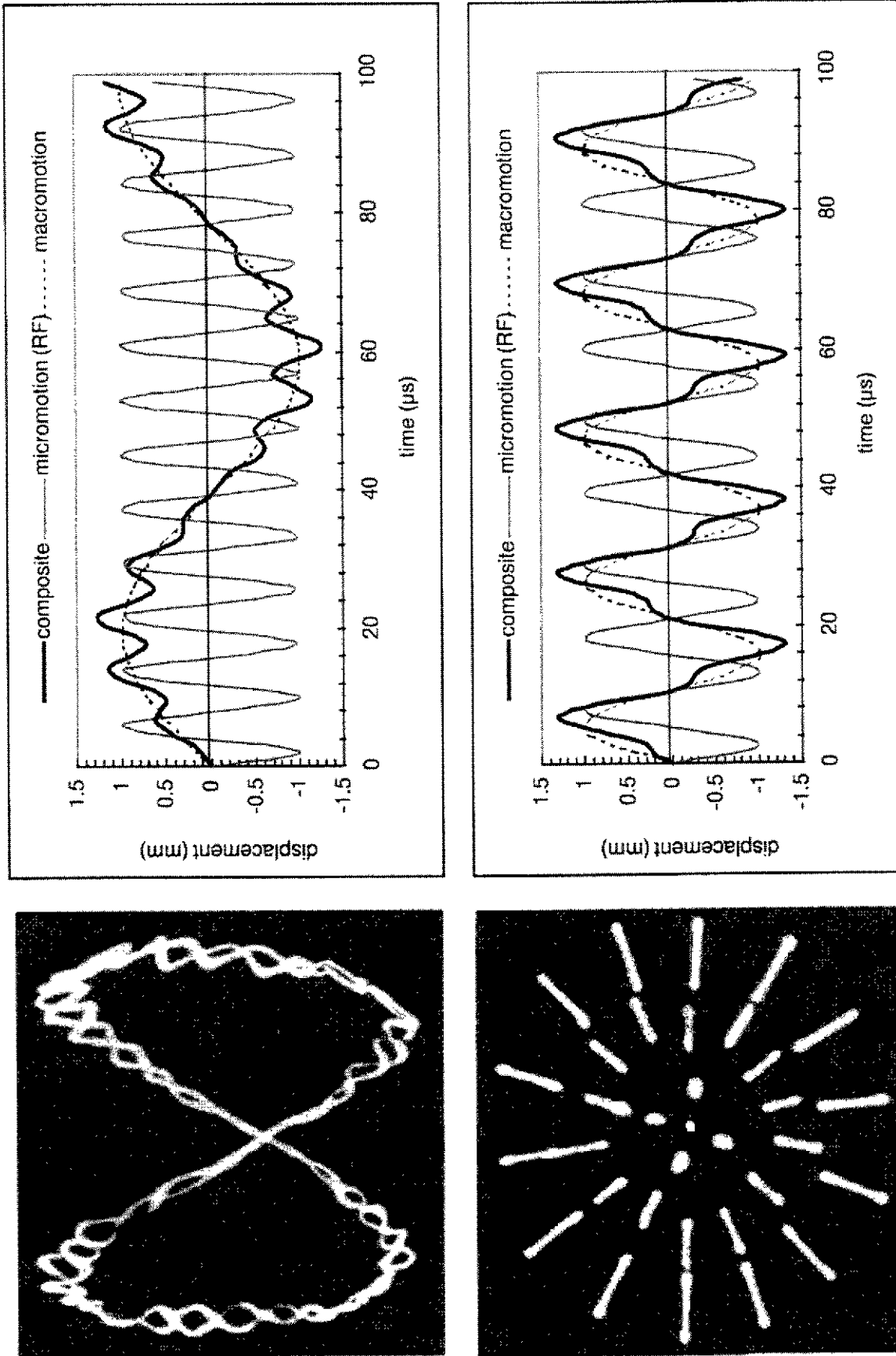


Figure 8 : (en haut à gauche) Trajectoire d'un ion dans un piège de Paul (de [W59]) et la même trajectoire en distance en fonction du temps (en haut à droite) qui montre le mouvement quasi-sinusoidal (macro-mouvement, en pointillé) légèrement modulé par la radiofréquence (micro-mouvement, en gris). (en bas à gauche) Un nuage d'ions refroidi avec un ion au repos au centre. (en bas à droite) Trajectoire d'un ion refroidi mais hors du centre qui suit à peu près l'excitation de la radiofréquence (en gris).

II. D. Le piège à faisceau à électrons

Il faut signaler un autre type de piège assez spécial qui fait lieu en même temps de source d'ions multi-chargés : l'EBIT (électron beam ion trap). Il consiste en un faisceau très intense d'électrons dont la densité de courant est augmentée par un champ magnétique. Ce faisceau fait à la fois force de rappel dans le plan radial et épulchreur d'électrons. Plus on augmente le temps de stockage dans le piège, plus l'état de charge est augmenté. Le confinement axial est assuré par des tensions répulsives de chaque côté du solénoïde. Une de ces tensions peut être mise à la masse pour extraire les ions. Dans ce cas, l'appareil devient un EBIS (electron beam ion *source*) [Ma95].

II. E. Le piège magnéto-optique à atomes

Enfin, pour les ions neutralisés, il existe également un piège atomique : le MOT (magneto-optical trap) [CP90]. Ce piège exploite l'interaction magnétique de l'atome avec un simple système de deux boucles de courant mais dépend impérativement de l'utilisation d'une batterie de faisceaux lasers pour effectuer une *mélasse optique*. Evidemment, pour être confinés, des atomes doivent impérativement avoir une énergie très faible. Ce refroidissement, effectué par laser (décrit plus loin), a été l'objet d'un prix Nobel en 1997 pour S. Chu, W. Phillips et C. Cohen-Tannoudji [CC98] et a permis la réalisation de l'état de la matière la plus froide qui existe : le condensat de Bose-Einstein [An95].

III. Refroidissement d'ions piégés

III. A. Généralités et survol des différentes techniques

Pour ceux qui ont déjà essayé de mettre un chat dans une cage, ils se sont sûrement rendu compte que la tâche est énormément facilitée par l'administration d'un calmant (autant pour la personne que pour le chat!). Les ions sont pareils : pour les confiner, il faut réduire leur vitesse. Le contraire est aussi vrai : pour refroidir des ions, il faut les confiner pour que le refroidissement ait le temps d'agir. Rappelons qu'un proton qui a seulement 1 eV d'énergie cinétique aura une vitesse de plus de 10 km/s! Si nous voulions réduire celle-ci à 10 mm/s il faudrait refroidir notre proton à 2 nK!

Pour illustrer le principe du refroidissement, prenons l'exemple d'un faisceau d'ions. Nous voulons travailler avec une source d'ions la plus brillante possible : un maximum d'intensité pour un minimum de taille, d'ouverture en angle, et de dispersion en énergie. Cela revient à dire qu'il faut effectuer un refroidissement de notre faisceau.

La figure 9 sert à illustrer ce concept. On peut caractériser un faisceau par une largeur de tache dx et une divergence angulaire $d\theta$. Ces quantités réunies donnent une figure en forme d'ellipse appelée diagramme d'espace de phase. L'aire de ce diagramme est connue comme étant l'émittance du faisceau (dans cet exemple, c'est l'émittance d'une des composantes transversales). On souhaite une émittance la plus faible possible. Une façon de réduire l'émittance est de mettre un collimateur pour réduire la taille et la divergence mais ceci n'est intéressant que si l'intensité du faisceau est suffisante (figure 9 en haut). Autrement, on peut utiliser l'optique électromagnétique pour focaliser le faisceau. Ceci réduit la taille du faisceau mais la divergence augmente en conséquence. Si le faisceau s'arrête là, il n'y pas de problème mais s'il faut le transporter plus loin ou le décélérer, cela devient difficile. Si on regarde le diagramme d'espace de phase, on constate qu'en fait, on n'a pas réduit l'émittance mais simplement changé son orientation (figure 9 en bas). Ceci est une conséquence du théorème de Liouville : l'aire de l'espace de phase est conservé lors des

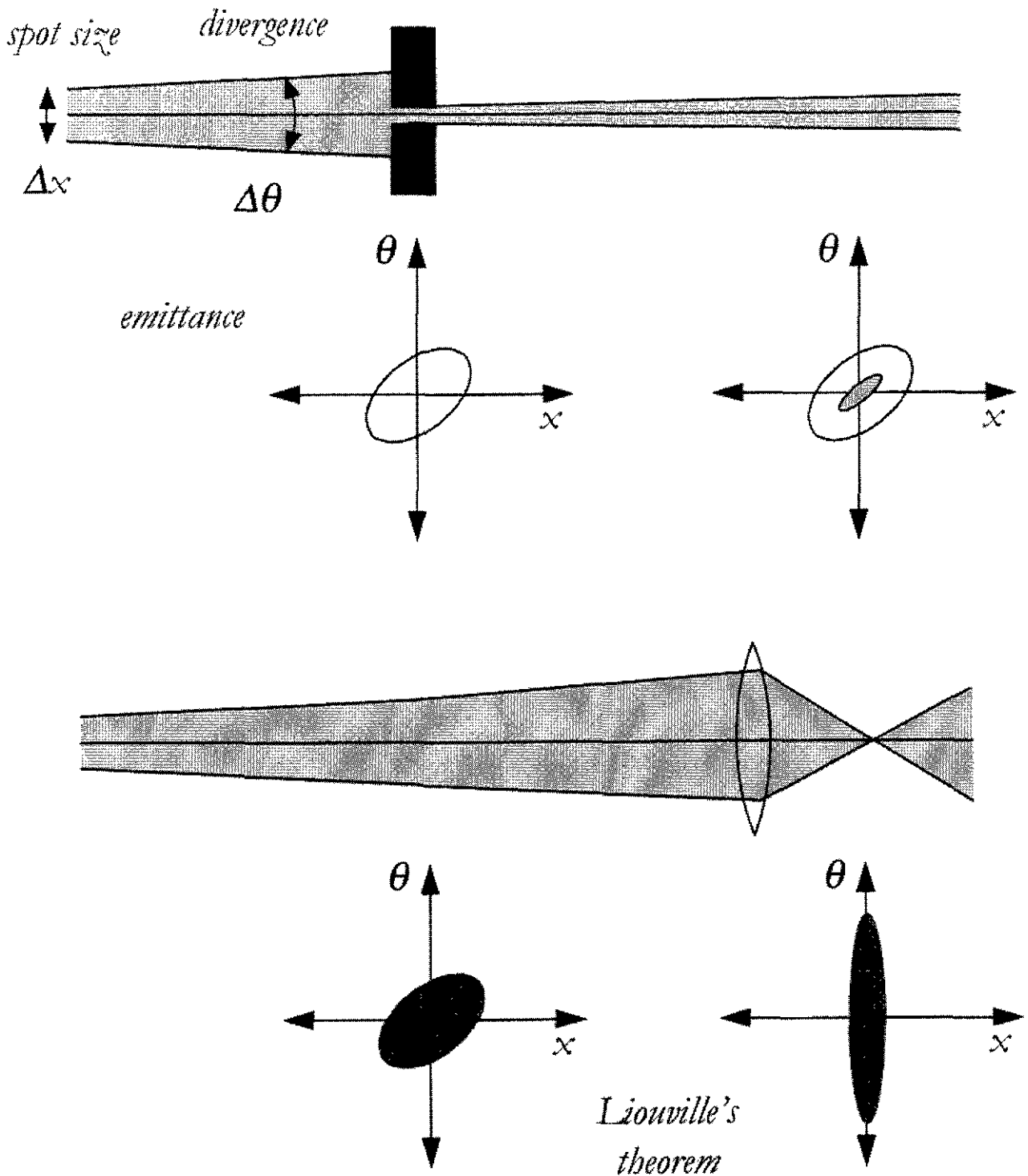


Figure 9 : (en haut) un faisceau, avec une largeur de tache dx et une divergence angulaire $d\theta$ est caractérisé par l'aire de son diagramme d'émittance elliptique. Si on veut diminuer cette émittance on peut mettre un collimateur mais on perd en intensité de faisceau. Si on utilise une lentille pour focaliser le faisceau (en bas) on obtient une tache petite mais une divergence très large résultant du théorème de Liouville. La seule façon de diminuer l'émittance en gardant la même intensité est de refroidir le faisceau.

transformations par champs non-dissipatifs. Pour refroidir, il nous faut donc une interaction dissipative (non-Liouvillienne). Plusieurs techniques ont été développées pour refroidir des faisceaux. Nous allons brièvement décrire ces différentes techniques :

Le refroidissement stochastique a été réalisée en 1983 par S. Van der Meer pour des faisceaux circulants dans un anneau de stockage. La méthode consiste à détecter le passage d'un ion auprès d'un capteur et d'envoyer un signal de correction pour remettre l'ion sur l'axe un demi-tour plus tard. Cette méthode demande évidemment plusieurs tours dans l'anneau pour réagir avec tous les ions. Elle a permis d'obtenir un taux de collisions suffisant entre deux faisceaux (un de protons et l'autre d'antiprotons) pour mettre en évidence la particule W qui unifie l'interaction faible et l'interaction électromagnétique. Cette découverte a donné le prix Nobel à C. Rubbia en 1984 et aussi à Van der Meer pour le refroidissement comme ceci a joué un rôle clef [VdM].

Le refroidissement par électrons est aussi couramment utilisée dans les anneaux de stockage. Il s'agit d'un refroidissement par interaction coulombienne avec des électrons. On injecte un faisceau d'électrons intense (jusqu'à 1 A) et on le confond avec le faisceau d'ions à la même vitesse (e.g. 30 MeV/A pour les ions et 16 keV pour les électrons) dans un champ magnétique (0.5 T) le long de l'axe des deux faisceaux. Les ions sont ramenés à la vitesse des électrons qui se refroidissent par rayonnement de radiation synchrotron dans le champ qui lui n'influence pas les ions [Da95]. Le dispositif de refroidissement d'un faisceau relativiste par électrons est conséquent comme le montre la figure 10. A une autre échelle, le refroidissement par électrons a été également exploité dans les pièges de Penning (pour les antiprotons en l'occurrence) où le champ offre la possibilité de rayonnement synchrotron aux électrons [Ga89].

Le refroidissement resistif est une autre technique exploitée dans les pièges car les électrodes offrent la possibilité d'évacuer la chaleur des ions avec un branchement sur un circuit dissipatif. Un tel circuit peut fonctionner à la température de l'hélium liquide pour atteindre une température très basse (4.2 K) mais en revanche le temps de refroidissement reste supérieur à la seconde [It95].

Le refroidissement par laser est aussi appliqué aux ions piégés, Astrid étant un exemple. Un ion, ayant absorbé un photon sur l'axe de propagation, le ré-émet avec un angle aléatoire. Il en résulte que la vitesse de l'ion diminue en moyenne à cause du recul de l'ion. Cette technique (illustrée par la figure 11) est indispensable pour faire la mélasse optique du MOT (décrit précédemment) et permet d'atteindre les températures les plus basses. Cependant, il faut signaler qu'elle n'est applicable qu'à un petit nombre d'espèces d'ions ayant la structure atomique exploitable [WI87].

Le refroidissement par évaporation n'est pas vraiment comparable aux autres car on ne conserve pas le nombre d'ions (on enlève les plus chauds du piège et on ne garde que la partie froide). Cela permet de diminuer de manière artificielle la largeur de la distribution Maxwellienne et donc, la température.

Le refroidissement "sympathique" exploite l'interaction Coulombienne avec une particule chargée déjà refroidi par ailleurs (le refroidissement à électrons étant un exemple).

III. B. Refroidissement par gaz tampon

Depuis longtemps, l'interaction entre un ion et un réservoir d'atomes d'un gaz léger, inerte et neutre, est utilisée pour effectuer une perte d'énergie dans l'ion. La technique est universelle et on a de plus constaté que plus on augmente la pression du gaz, plus le refroidissement est rapide. En physique nucléaire, on cherche à produire et manipuler les isotopes de très courte durée de vie. Il est évident que la technique de gaz tampon sera donc très bien adaptée à nos besoins.

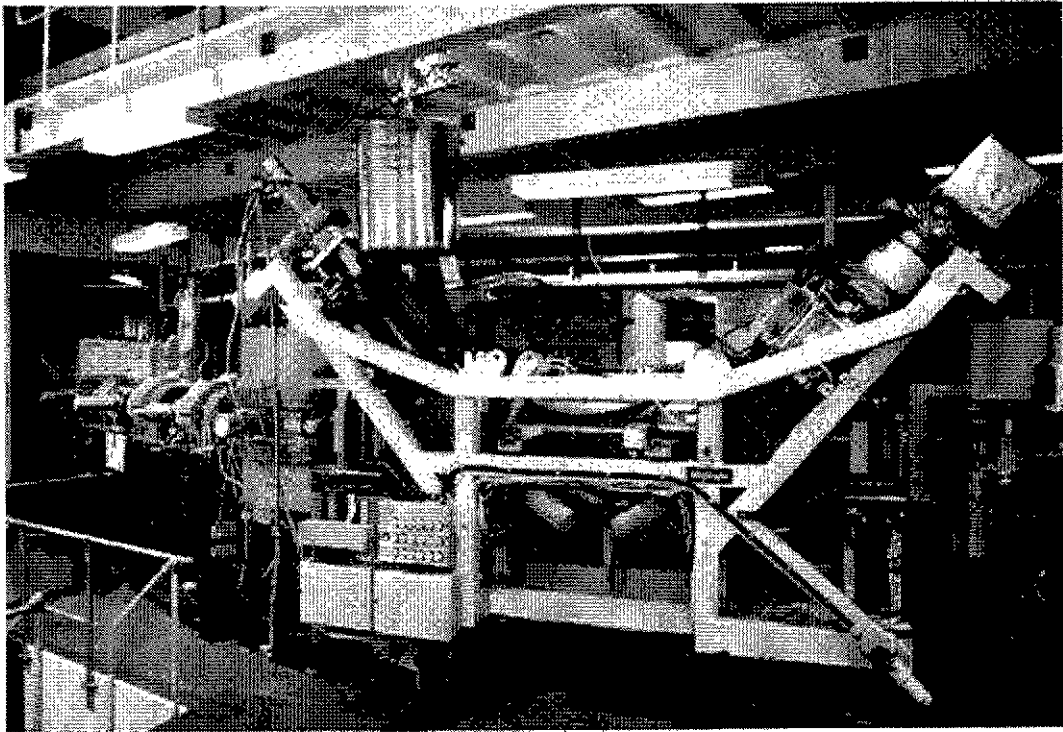


Figure 10 : Le refroidisseur à électrons sur CRYRING au MSI à Stockholm. La source d'électrons se trouve en haut à gauche et le collectionneur à droite. Les électrons sont focalisés par un aimant supra et ensuite déviés pour être confondus avec le faisceau d'ions qui arrive par la ligne à gauche.

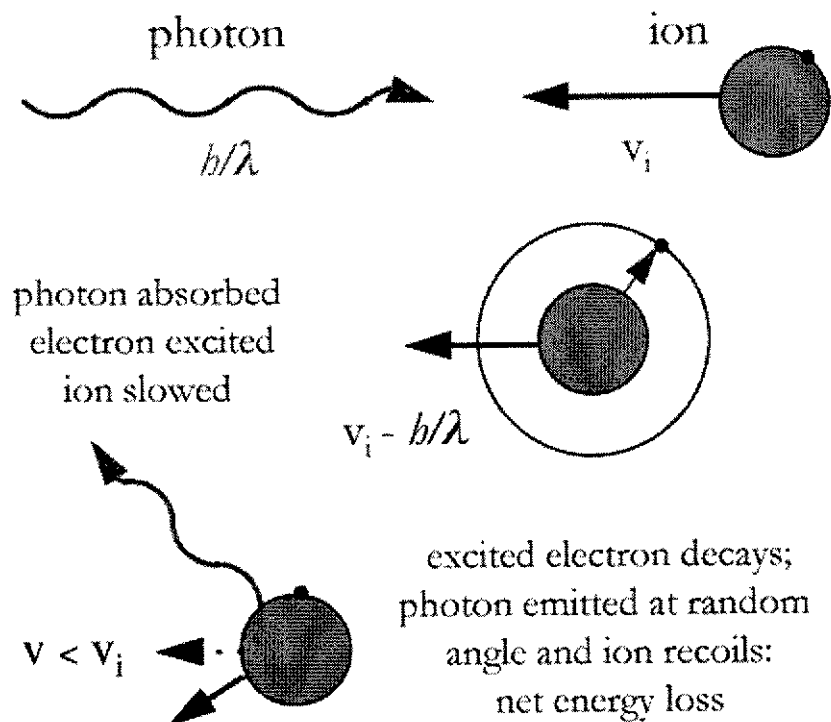


Figure 11 : Illustration schématique du refroidissement laser.

Dans la figure 12 (en haut) on illustre bien l'interrelation entre le refroidissement et le confinement avec l'interaction entre l'ion et l'atome de gaz : un faisceau injecté dans une cellule de gaz va finir par être thermalisé. Par contre, le faisceau sera également diffusé en même temps. Si après cette opération on veut récupérer un faisceau refroidi, il faut prévoir un confinement - donc, un piège - en même temps (figure 12 en bas).

Wuerker, Shelton and Langmuir nous ont montré tout cela en 1959 à l'aide d'un piège de Paul [WS59]. La figure 8 montre une cristallisation d'un nuage de particules en présence de gaz (de l'air en l'occurrence). De plus, on voit que les particules suivent les lignes de champ quadripolaires étant complètement amorties par les molécules de gaz. On a vu précédemment que le piège de Paul est apparu grâce à une extension d'un tel système à deux dimensions. Curieusement, la même évolution n'a pas été faite avec le refroidissement. Il a fallu attendre 1992 pour que la première tentative de refroidissement d'un faisceau à travers un quadripôle linéaire soit réalisée [DF92]. Ceci est illustré schématiquement sur la figure 12 (en bas à gauche).

Dans un piège de Penning le refroidissement par gaz tampon est plus délicat à cause du mouvement magnétron qui est instable. Comme montré sur la figure 13 (à gauche) les collisions vont faire en sorte que les ions aient un rayon de plus en plus grand. L'astuce pour éviter la perte d'ions qui tombent de la colline de potentiel lors des collisions est de coupler le mouvement ω_- au mouvement ω_+ qui lui, est lié et refroidissable. Cette transformation continue, assure le centrage d'ions (figure 13 à droite). Par ailleurs, cette technique de centrage a l'avantage d'être sélective en masse. Ce couplage est fait grâce à un champ quadripolaire dans le plan azimutal qu'on obtient en coupant l'anneau en quatre (expliqué en détail plus loin et surtout dans [Sa91]). Une tension est appliquée à la fréquence ω_c et le champ résultant induit une oscillation entre le mouvement magnétron et le mouvement cyclotron.

Regardons un peu la théorie concernant l'interaction des ions et des atomes. On se place dans l'hypothèse qu'il s'agit d'un amortissement du mouvement de l'ion. Le terme d'amortissement est déterminé par une quantité physique qui s'appelle la mobilité K . Les données de la mobilité existe dans une série de tables [Vi95] car finalement, elle est assez difficile à calculer:

$$K = \frac{3q}{8N} \left[\frac{\pi}{2m kT_{eff}} \frac{m+M}{M} \right]^{\frac{1}{2}} \frac{1}{\Omega(T_{eff})} \quad \begin{array}{l} \text{two-temperature} \\ \text{mobility theory:} \end{array} \quad \frac{3}{2} kT_{eff} = \frac{3}{2} kT + \frac{1}{2} M v_d^2$$

$$\Omega(T) = \frac{1}{2(kT)^3} \int_0^{\infty} Q(E) \cdot e^{-E/kT} E^2 dE \quad Q(E) = 2\pi \int_0^{\infty} (1 - \cos\theta) b db$$

$$\theta(b, E) = \pi - 2b \int_{r_{min}}^{\infty} \left(1 - \frac{b^2}{r^2} - \frac{V(r)}{E} \right) \frac{dr}{r^2} \quad V(r) = \frac{B}{r^n} - \frac{C_6}{r^6} - \frac{C_4}{r^4}$$

Déjà, dans la formule de la mobilité, on constate une température "effective," sinistre signe de la phénoménologie. Ensuite une intégrale de collision $\Omega(T_{eff})$ qui elle, nécessite trois intégrales sur l'énergie, la distance et le paramètre d'impact. Mais pour illustrer la physique mise en jeu, il faut regarder la form(ul)e du potentiel ion-atome $V(r)$ qui a pour variables n , B , C_6 et C_4 . Pour reproduire les données expérimentales, il faut ajuster ces paramètres qui correspondent à une interaction : de très courte portée (n et B où n vaut typiquement 12) autrement connue comme "sphères dures"; une interaction (attractive) de polarisabilité de l'ordre quadripolaire (C_6) et dipolaire (C_4) [Vi75]. Comme cela, on imagine que les ions ne font pas un parcours libre entre chaque choc élastique mais qu'ils subissent plutôt l'effet de plusieurs atomes de plus longue portée à la fois et laissent un sillage d'atomes faiblement perturbés, illustré sur la figure 14.

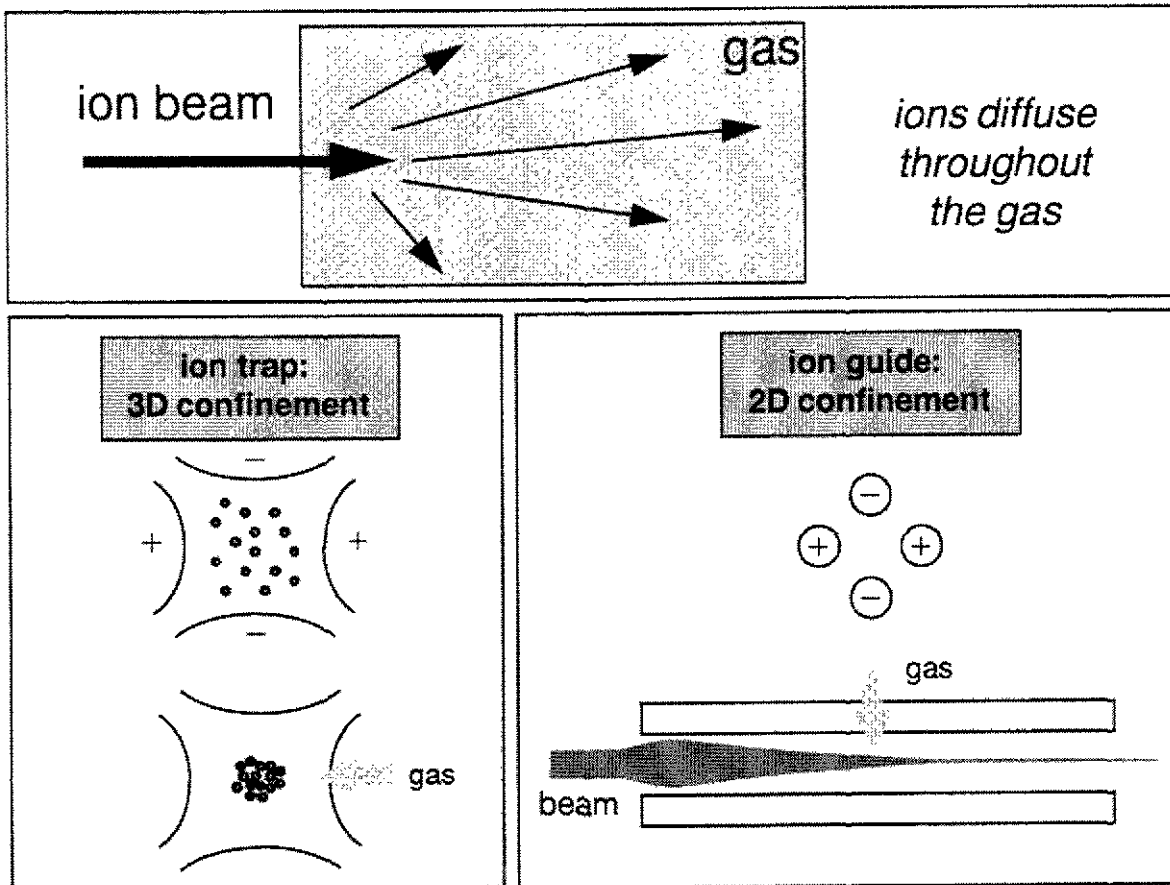


Figure 12 : Diagramme schématique qui illustre le besoin d'un confinement à cause de l'effet de la diffusion d'un faisceau d'ions injecté dans une cellule de gaz.

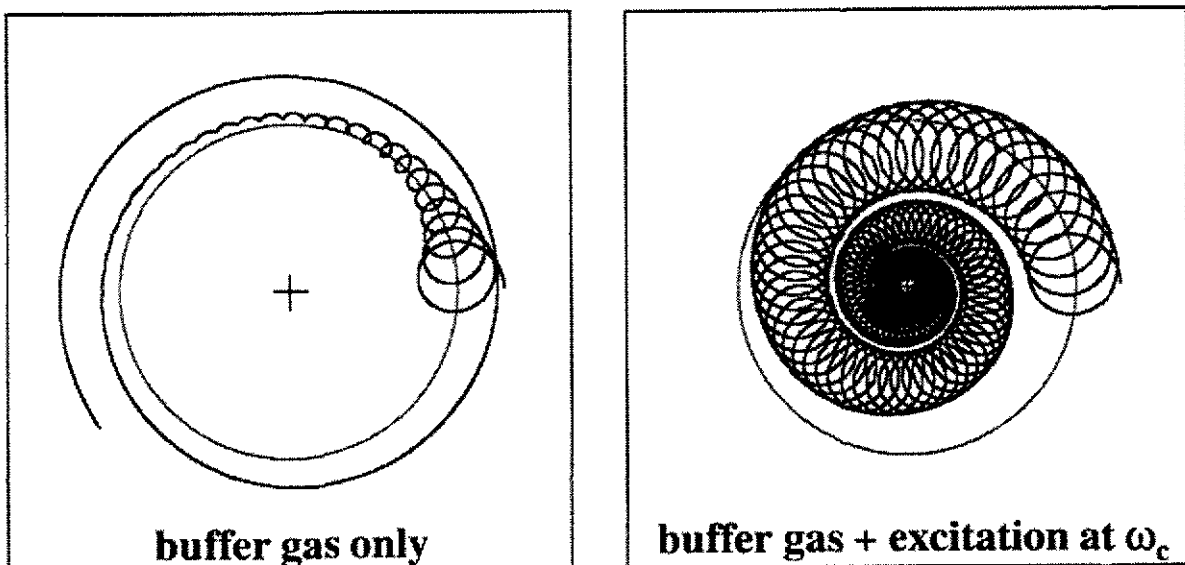


Figure 13 : (à gauche) Trajectoire instable d'un ion dans un piège de Penning en présence du gaz due à la composante du champ quadripolaire défocalisant. (à droite) Si on couple les deux modes propres de mouvement radial, l'énergie du mouvement magnétron est continuellement transformée en mouvement cyclotron qui voit son rayon diminué par les collisions avec le gaz. Plus le rayon est petit, plus l'ion est refroidi.

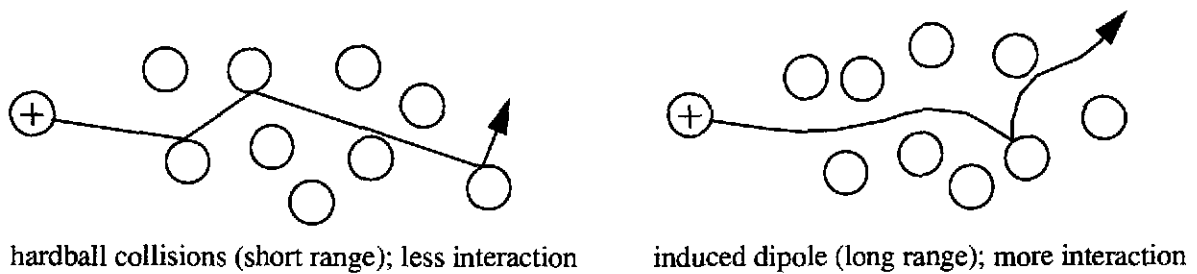


Figure 14 : Illustration de la différence entre des collisions ion-atome sphères-dures (à gauche) où il y a un choc rude mais moins fréquent; et Idée du dipôle induit (à droite) où l'ion sent l'interaction de plusieurs atomes à la fois.

Pour justifier cette image, il existe des mesures de temps de refroidissement dans un piège de Paul qui montre que les ions sont refroidis plus vite que si on prenait simplement les collisions types sphères dures [LM99]. En fait, la mobilité n'augmente pas quand la température diminue mais reste plutôt constante.

Cette théorie de la mobilité et de l'interaction atome-ion a été résumée par Viehland *et al.* [Vi75] en 1975. Elle est dérivée de la théorie cinétique et de la solution de la vénérable équation de Boltzmann. Mais il ne faut pas croire que ce sujet soit inintéressant à cause de son grand âge - deux articles publiés récemment dans la revue *Physical Review Letters* [De99,Sc99] montrent que le sujet est non seulement difficile mais toujours d'actualité.

IV. Survol de la physique faite avec des ions piégés

La gamme de physique faite avec les pièges ioniques est énorme : de la physique quantique avec les ions refroidis à quelques μK , à la physique atomique et l'étude des réactions chimiques à quelques eV et aussi à la physique des particules. Nous allons essayer d'échantillonner cette gamme pour donner une appréciation de la versatilité des pièges et les atouts qu'ils peuvent amener à plein de domaines.

Nous commencerons notre survol avec le rêve de Hans Dehmelt - d'isoler un seul électron dans l'espace (figure 15). Dehmelt se demandait si Dirac avait raison en supposant que l'électron était une particule sans structure. Par l'observation d'un seul électron pendant plusieurs mois dans un piège de Penning, il a mesuré la magnétisation - le facteur gyromagnétique g qui d'après Dirac, doit être exactement égale à 2. En faisant sa mesure avec une précision phénoménale, Dehmelt ne trouva pas exactement 2 et prétendra que le modèle standard n'était pas suffisant et que des quarks sont composés des sub-quarks etc., etc. Pourquoi pas?! (Ce travail continue à l'heure actuelle avec des ions lourds hydrogenoides pour vérifier le facteur g de l'électron *lié* [HI]).

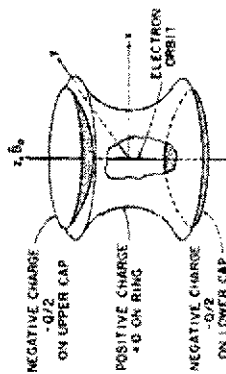
Regardons la contribution de son co-lauréat, Wolfgang Paul (figure 15). Principalement, Paul cherchait à développer un spectromètre de masse simple, versatile et performant. Le fait que le filtre de masse se trouve à la base de tout équipement du vide (en tant qu'analyseur du gaz résiduel et de détecteur de fuites) et que le piège de Paul ait le record de pouvoir de résolution pour l'analyse des bio-molécules (70 millions), montre que l'invention de Wolfgang Paul a eu un impact considérable sur la société. Les filtres de masses sont devenus un équipement standard à bord des sondes spatiales. Une bonne partie des appareils d'analyses d'échantillons, notamment de sang ou d'urine, fonctionne avec des spectromètres quadripolaires.

Physica Scripta Vol. T59, 87-92, 1995

“That I May Know the Inmost Force that Binds the World and Guides its Course”

Hans Dehmelt
Department of Physics, JN-15, University of Washington, Seattle, WA 98195, U.S.A.

Abstract : This talk touches upon the following subjects: Goethe's *Faust*, the magic of Democritus' "ατομικον", ... seeing an atom with my eyes, bringing an electron to rest, ... and the cosmon, the simplest thing that ever was.



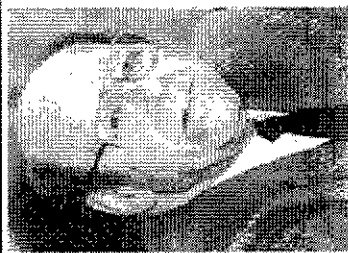
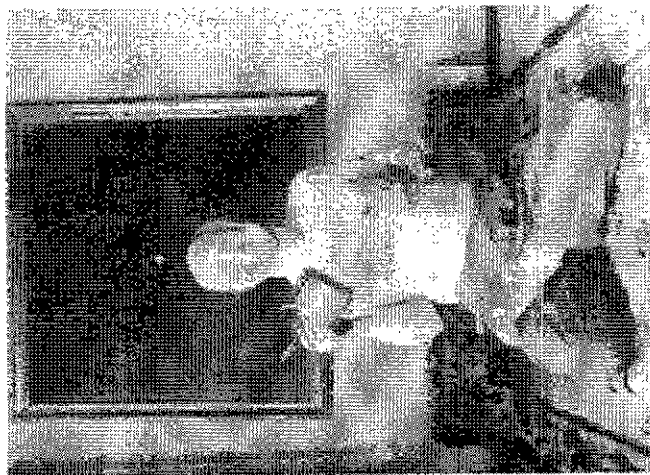
Dirac : $R_{elec} = 0$

$$\Rightarrow g = 2 \frac{\mu m}{I q} = 2.0$$

Dehmelt :

$$g - 2 < 10^{-12}$$

$$\Rightarrow R_{elec} > 0 ?!$$

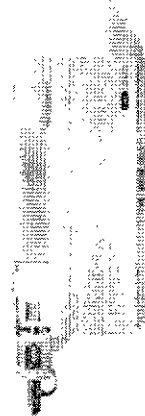


Wolfgang Paul
Bonn University
(1913 - 1993)



enhanced sensitivity
selectivity

LC/MS/MS system



The API 3000 LC/MS/MS system

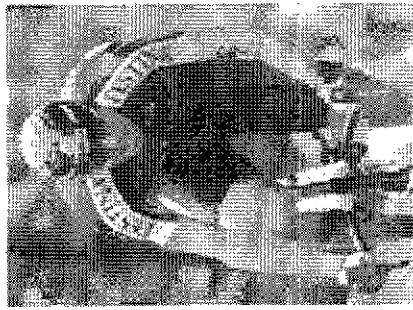


Figure 15 : Deux lauréats du prix Nobel de physique en 1989 : (à gauche) Hans Dehmelt, qui a un côté très philosophique, a développé le piège de Penning afin de mesurer le facteur g de l'électron avec suffisamment de précision pour mettre en cause l'hypothèse de Dirac que l'électron est une particule pointue. (à droite) Wolfgang Paul a inventé le piège et le filtre de masse qui est à l'heure actuelle, l'élément de base dans l'analyse chimique de toute sorte d'échantillon!

Ces aspects de la spectrométrie de masse ont été beaucoup développés par des chimistes (voir March et Hughes [MH89]). On arrive à faire des mesures d'excellente sensibilité (des femto-grammes) avec une très haute résolution mais il faut rappeler qu'il ne s'agit que d'une identification en masse et non pas d'une mesure absolue. Dans le même domaine (la chimie), il y a des mesures de taux de réactions faites dans les pièges de Paul [Ve92] et dans le piège à 22-pôles [Ge95]. Il y a aussi deux thèses de l'université de Provence qui traitent de ce sujet [Re93,Ro98].

Nous n'avons pas regardé la technique *FT-ICR* (Fourier Transform - Ion Cyclotron Resonance) mais elle ressemble à un piège de Penning cubique dans lequel nous excitons l'ensemble des ions introduits en identifiant les ions par leur composante dans la transformée de Fourier du signal induit sur les électrodes [MG95]. Dunn a fait un inventaire des études des réactions dans les pièges de Penning, *ICR* et Kingdon [Du95].

Dehmelt a aussi eu son mot à dire avec le piège de Paul notamment en regardant Astrid et en proposant la technique de refroidissement des ions par laser avec Dave Wineland qui a réalisé l'expérience au *NIST* [WI87]. Les sauts quantiques n'ont enfin été vus qu'en 1986 alors qu'on y croyait depuis longtemps.

Le refroidissement laser dans les pièges de Paul a permis la formation des agrégats Coulombiens et d'une variété riche de structures cristallines pour étudier des transitions de phase [Wa95] et des systèmes mesoscopiques : entre microscopique et macroscopique. L'équipe de Walter à Garching a même étudié des "rosaires" d'ions dans une combinaison piège-anneau de stockage (figure 16) qui forment des hélices quand on augmente le nombre d'ions [Bi92].

Le refroidissement laser dans les pièges de Penning permet une plus grande densité (par l'absence de chauffage à radiofréquence) où on peut créer des nuages en couches et ainsi des plasmas [BT95,BW90]. Quand on pense à la physique des plasmas, on imagine généralement des plasmas à haute température, comme par exemple dans les tors magnétiques appelés Tokamaks où on cherche plutôt à chauffer les ions qu'à les refroidir! Pourtant, les plasmas ne sont pas réservés aux Tokamaks - au moins pour les plasmas dits *non-neutres* (chargés) - qui sont couramment étudiés dans les pièges de Penning où on peut très facilement les contrôler [ON99].

Les années 1980 ont vu une renaissance de la spectroscopie laser grâce aux pièges. A part l'accès aux données nucléaires par la structure hyperfine (voir cours de F. Le Blanc dans ce volume), beaucoup des travaux sur la structure atomique - durée de vie des niveaux, mélange de la structure fine, "quenching" des niveaux métastables, etc. - ont été effectués. Voir articles de revue de Werth [We95] et de Church [Ch95] pour des ions multichargés dans les pièges de Penning, Paul et Kingdon.

L'appareil standard pour ce genre d'études, montré sur la figure 17, est un piège avec un chapeau formé d'une grille pour voir la fluorescence atomique et un anneau avec un trou pour passer un ou plusieurs faisceaux lasers. Généralement les ions s'évaporent d'un filament et sont ionisés directement dans le piège par un canon à électrons.

Toutes ces données atomiques sont indispensables pour une application très bien adaptée aux pièges : l'horloge atomique. La fluorescence d'un ion au repos dans l'espace a un excellent potentiel pour améliorer les étalons du temps. Cela présente des perspectives très intéressantes pour augmenter les débits dans les voies de communication, la radioastronomie et aussi la navigation. L'idée est d'utiliser le signal de fluorescence pour asservir le laser et ensuite de diviser cette fréquence pour avoir une horloge (figure 17). Il y a seulement quelques candidats avec la structure atomique requise : Ca, Sr, Yb et In dans le domaine optique [Th93] et Be, Cd, Yb, Ba and Hg dans le domaine des micro-ondes [Fi97]. (Voir aussi une thèse de l'université de Provence sur ce sujet [Kn95].)

Une variation du piège de Paul - le piège linéaire - a été développé pour augmenter le rapport signal sur bruit en mettant plusieurs "horloges" stationnaires sur une ligne [Be98]. Ce piège

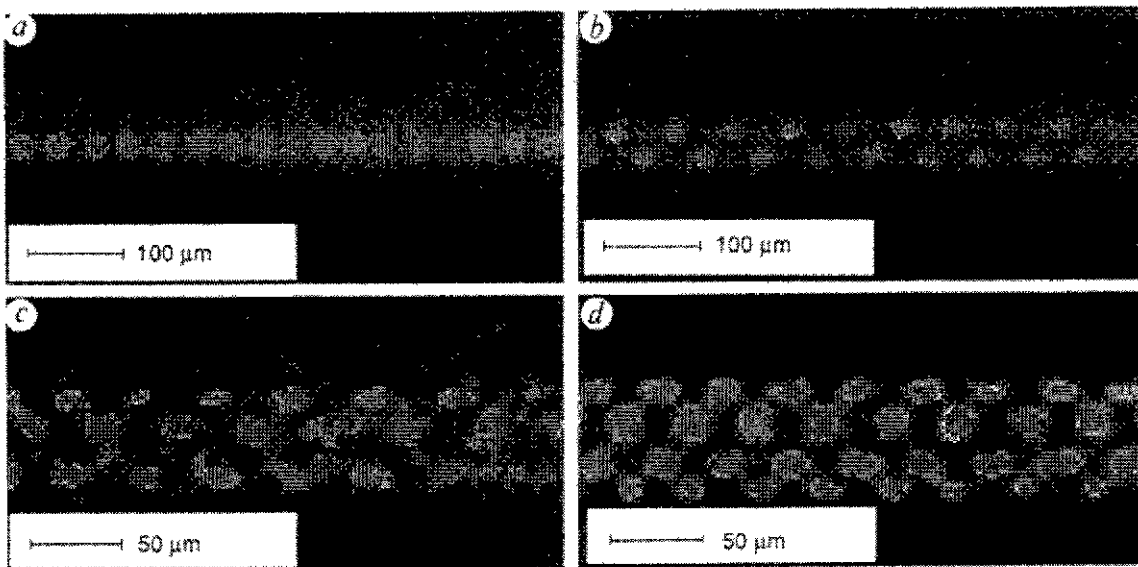


Figure 16 : (a) Rosaire d'ions dans un petit anneau de stockage formé par un piège de Paul linéaire courbé. Les ions sont refroidis par un laser et l'image est photographiée grâce à la fluorescence des ions. Quand on augmente le nombre d'ions dans le piège (b-d), le collier est transformé en hélice. Image prise de [B192].

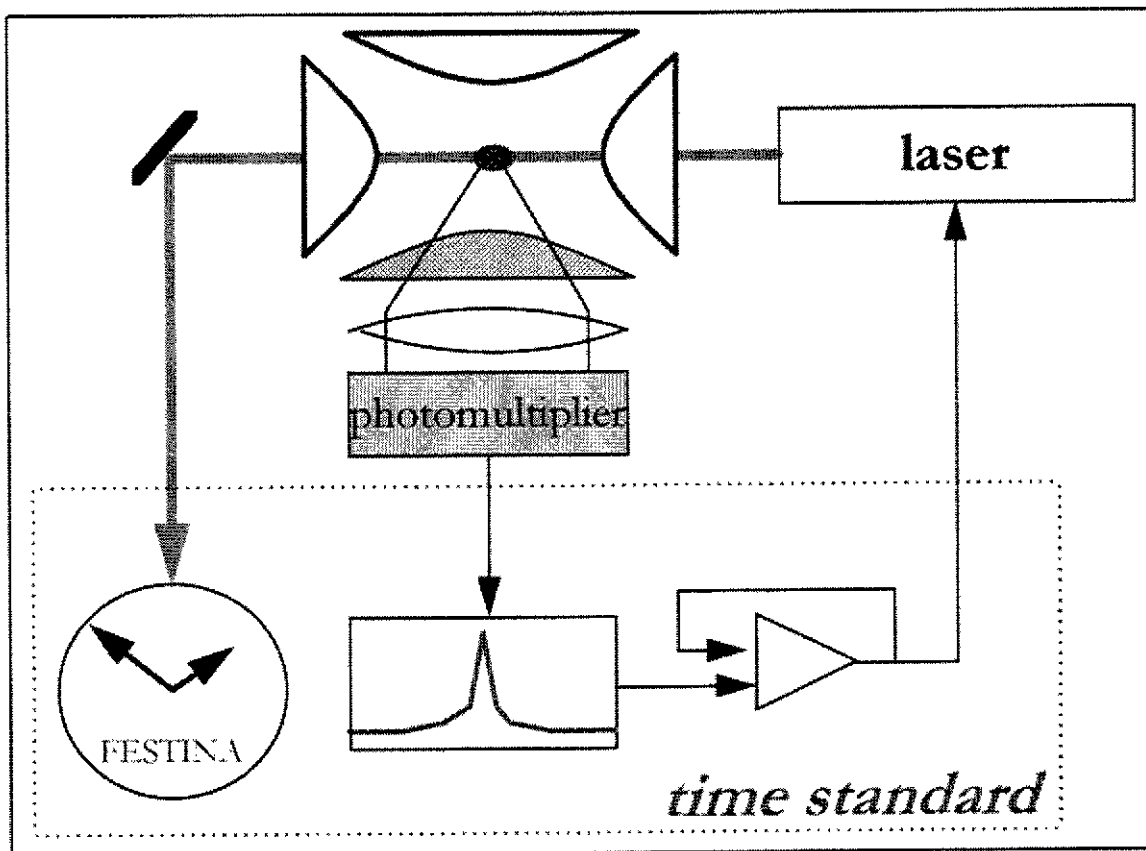


Figure 17 : Illustration de la spectroscopie laser sur des ions piégés. Un faisceau laser est envoyé sur le nuage d'ions et la fluorescence est détectée par un photomultiplicateur monté à angle droit du laser (pour éviter l'effet Doppler). Pour récolter plus de lumière, un des chapeaux est formé d'une grille. Si la fluorescence est utilisée en boucle asservie, le laser devient un étalon de fréquence qui peut être divisé ensuite pour faire une horloge.

ressemble à un filtre de masse avec une tension de confinement appliquée sur les deux cotés. Les ions sont piégés sur une ligne comme montré en haute de la figure 16. Ce système a tenu le record de stabilité relative en fréquence : 3×10^{-13} au NIST mais la concurrence offerte par les pièges atomiques est quand même très rude : nouveau record de 4×10^{-14} publié récemment par une équipe à l'observatoire de Paris l'ENS [Sa99] avec une fontaine d'atomes de césium ultra-froids.

Ce même type de piège linéaire donne maintenant la possibilité de faire la fameuse expérience du chat de Schroedinger : l'enchevêtrement des états quantiques. L'application se trouve dans l'ordinateur quantique avec le stockage de beaucoup d'information en parallèle [Mo96].

V. L'application des pièges en spectrométrie de masse

Comme abordé déjà pour le cas de la chimie, la spectrométrie de masse a pour but l'analyse et l'identification en masse des composants d'un échantillon alors qu'en physique, il s'agit d'une mesure de masse : une détermination de la valeur absolue de cette quantité. Comme on n'est pas capable de déterminer les valeurs du champ magnétique avec suffisamment de précision, on fait des mesures différentielles entre la masse inconnue et une masse très bien connue.

Le piège de Penning est particulièrement bien adapté à la mesure de masse grâce aux champs magnétiques créés par des bobines supraconductrices qui donnent des champs très forts et très homogènes. En fait, le piège de Penning a le record de précision pour des mesures de masse à quelques 10^{-11} d'incertitude relative. Les équipes du MIT [Di95] et de l'université de Washington [Dy95] interrogent leurs ions piégés grâce au mouvement axial qui induit un signal sur un chapeau sur lequel est branché un circuit électrique. Comme ce circuit est hautement résistif et gardé à basse température, le mouvement axial est refroidi. Les autres mouvements sont également refroidis en utilisant un couplage induit avec le mouvement axial (similaire au couplage déjà expliqué pour refroidir avec un gaz tampon). Pour déterminer la masse, les trois fréquences sont mesurées. Il faut noter que les ions sont créés à l'intérieur du piège par une fuite de gaz ou échauffement d'un four et ensuite bombardés par un faisceau d'électrons.

Il existe un spectromètre de piège de Penning à Stockholm qui s'appelle SMILETRAP. Ce spectromètre est essentiellement une copie d'ISOLTRAP (décrit en détail plus loin) mais il a pour but de mesurer les ions multi-chargés (même épluchés). De plus ces ions sont créés à l'extérieur du piège. Cette équipe a atteint une précision de 10^{-9} et cherche maintenant à amener des contraintes sur les corrections relativistes pour la théorie de QED [SMI].

Un autre spectromètre de Penning d'ultra-précision a été réalisé par l'université de Harvard au CERN pour mesurer la masse de l'antiproton. Une comparaison précise avec celle du proton est un test de l'invariance de *CPT* (charge-parité-temps). Ce spectromètre est unique en son genre car il est capable de capter les antiprotons, qui arrivent avec une énergie supérieure à 10 MeV, et de les refroidir jusqu'à 10 meV - soit un facteur d'un milliard ! La technique de refroidissement par électrons est utilisée pour isoler un seul antiproton qui lui est interrogé non seulement grâce à son mouvement axial comme dans les autres pièges mais aussi grâce à son mouvement cyclotron grâce à l'anneau segmenté et branché sur un deuxième circuit à basse température. Comme les antiprotons ne sont pas disponibles en continue, ils sont envoyés dans des orbites plus lointaines pour ne pas perturber les mesures de calibration faites avec les ions H^- (utilisés au lieu des protons pour ne pas être obligé de changer la polarité des tensions de piégeage). La précision de la dernière mesure est inférieure à 10^{-10} avec une résolution qui dépasse 10^9 [Ga99] !

Deux expériences sont en préparation pour utiliser des pièges pour produire l'antihydrogène : *ATRAP* [Ga97] and *ATHENA* [Ho96]. Ceci est assez difficile compte tenu du fait qu'il faut non

seulement piéger d'abord les positrons (charge positives) et les antiprotons (charges négatives) mais ensuite piéger le produit qui lui est neutre !

Comme les antiparticules ne sont disponibles que dans très peu d'endroits dans le monde et surtout que l'environnement où ils sont produits n'est pas compatible avec les mesures d'ultra-précision, Gabrielse s'est posé la question s'il était possible de les transporter ailleurs. Pour répondre à cette question, il a transporté un escadron de 50,000 électrons de la côte ouest à la côte est des Etats-Unis soit 5000 km (voir figure 18) pendant quatre jours à bord d'un camion, sans recours à l'électricité [Ts93] !

V. A. Les mesures de masse des noyaux exotiques

V. A. 1. Motivations

Rappelons que la masse est une propriété statique du noyaux très importante pour des questions de structure nucléaire : la fermeture de couches, sous couches, la déformation, l'appariement et la taille des halos [AME]. On voit l'intérêt des masses pour la structure nucléaire sur la figure 19 qui montre l'énergie de séparation de deux neutrons S_{2n} en fonction de N . Généralement, S_{2n} décroît avec N d'une façon linéaire mais l'exception à cette règle nous montre les manifestations de la structure par exemple à $N = 50$ où S_{2n} chute à cause de la fermeture de couche: les neutrons rajoutés à une couche fermée sont moins liés. Pour les noyaux de Rb, Sr, Y, Zr et Nb à $N = 60$, on voit l'effet de la déformation apparaître. Un dernier exemple se trouve avec les noyaux à "halo" où la taille du halo dépend de S_{2n} (pour un halo à deux neutrons) ou de S_n (pour un halo à un seul neutron). En plus, un noyau à halo aura forcément un S_n très faible - d'où l'intérêt de connaître la masse avant d'essayer d'autres mesures.

La masse est aussi une donnée nucléaire d'importance capitale pour les modèles de la nucléosynthèse. A ce propos, regardons la question de l'origine des éléments. On pense qu'elle a lieu dans les supernovae (la mort des étoiles massives) par le processus de capture rapide des neutrons (le processus- r) [AT99]. La combustion hydrostatique stellaire commence avec la fusion de l'hydrogène et s'arrête au fer, l'élément le plus lié. Pour produire les éléments plus lourd, la fusion a besoin d'énergie pour la réaction. Lors de l'effondrement du coeur de l'étoile et l'explosion qui en résulte, ces noyaux de fer se trouvent dans une soupe de neutrons et ils se gavent jusqu'à l'indigestion où ils subissent une décroissance β^- . Ainsi, cet écoulement nucléaire se propage jusqu'à la barrière de fission où le processus de capture peut continuer avec les produits de fission si la densité de neutrons est toujours suffisante (voir figure 20). Le chemin parcouru par un processus- r va dépendre parmi d'autres conditions astrophysiques, de cette densité de neutrons et de la température de l'environnement. Pour déterminer ce chemin, et donc expliquer l'abondance des éléments observés nous avons besoin de plusieurs propriétés nucléaires pour pratiquement tous les noyaux riches en neutrons jusqu'à la dripline ! Les quantités qui sont directement déterminées par la masse sont les suivantes : S_n pour calculer les taux de capture radiative des neutrons aussi bien que les taux de photo-dissociation pour un noyau et un neutron, Q_β pour calculer les durées de vie, et la barrière de fission B_f . [GA96]

Vous pouvez constater sur la figure 20 qu'on ne connaît aucune des masses dans la zone où se passe le processus- r (on ne peut même pas produire la plupart des isotopes!). Nous sommes donc obligé de faire appel aux modèles théoriques. Si on compare entre plusieurs modèles, on voit qu'on est dans une situation difficile car aucun modèle n'est en accord (figure 21). De plus, il y a peu de modèles suffisamment basés sur la physique microscopique pour être capable de fournir toutes les données annexes requises. C'est un cercle vicieux : il va donc falloir encore mesurer les masses les plus lointaines possibles de la stabilité et le plus précisément possible pour contraindre les modèles [Lu98].

Portable trap carries particles 5000 kilometers

G.H. Tseng and G. Gabrielse

Department of Physics, Harvard University, Cambridge MA 02138, USA

Abstract : Electrons suspended in a Penning trap were transported more than 5000 km, all the way across the continental United States. The magnetic field was provided by a persistent superconducting solenoid at 4.7 T which was not connected to any source of power during travel. The electric field was produced using ordinary 9 V batteries. A good vacuum ... was maintained withing the trap by keeping it at 4 K.

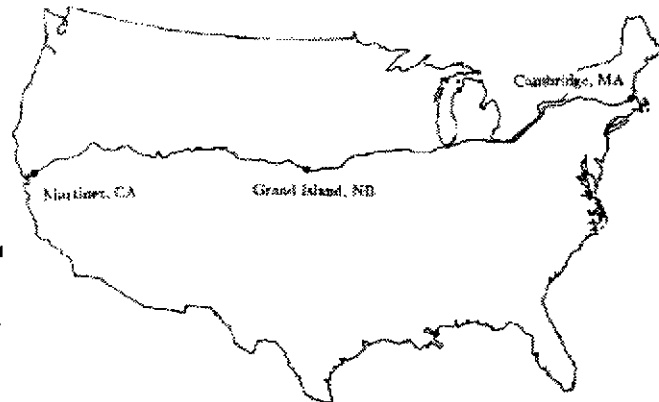


Figure 18 : Couverture de la publication de Tseng et Gabrielse [Ts93] et première la figure qui montre le chemin pris à travers les Etats-Unis pour transporter un nuage d'électrons dans un piège de Penning - sans recours à l'électricité pendant le voyage.

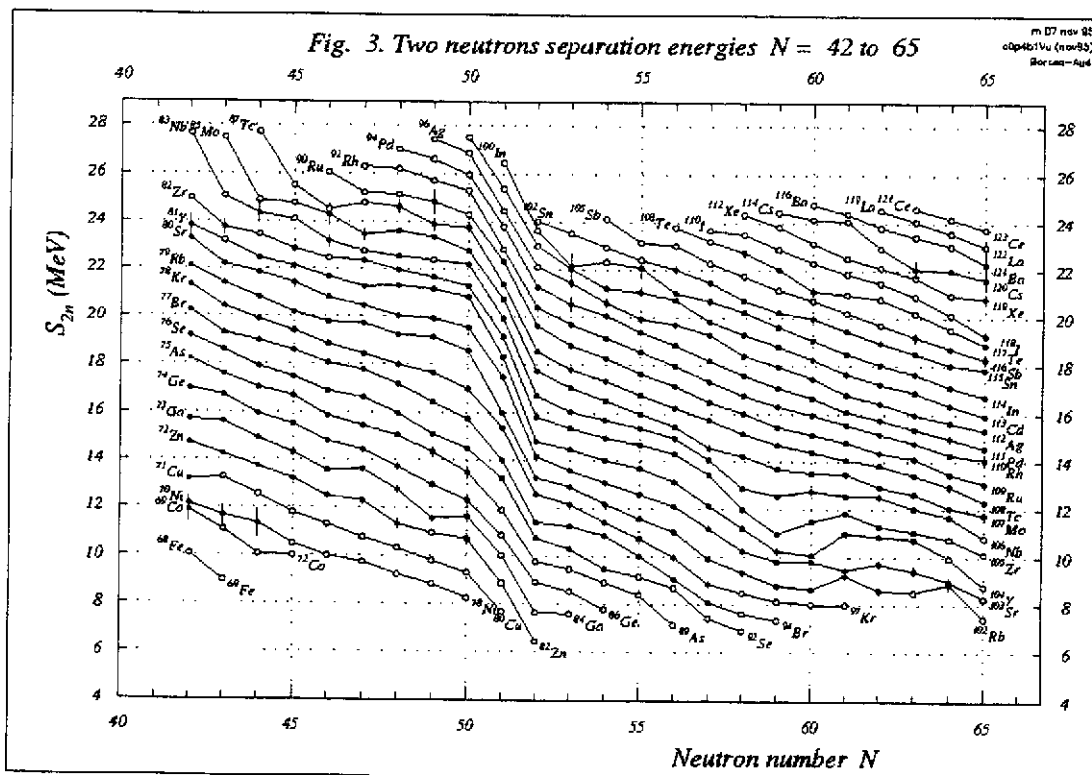


Figure 19 : La surface de masse formée par l'énergie de séparation de deux neutrons S_{2n} versus N . On voit une rupture à $N = 50$ due à un effet de couche, un effet de sous-couche à $N = 56$ et une zone de déformation à $60 < N < 65$.

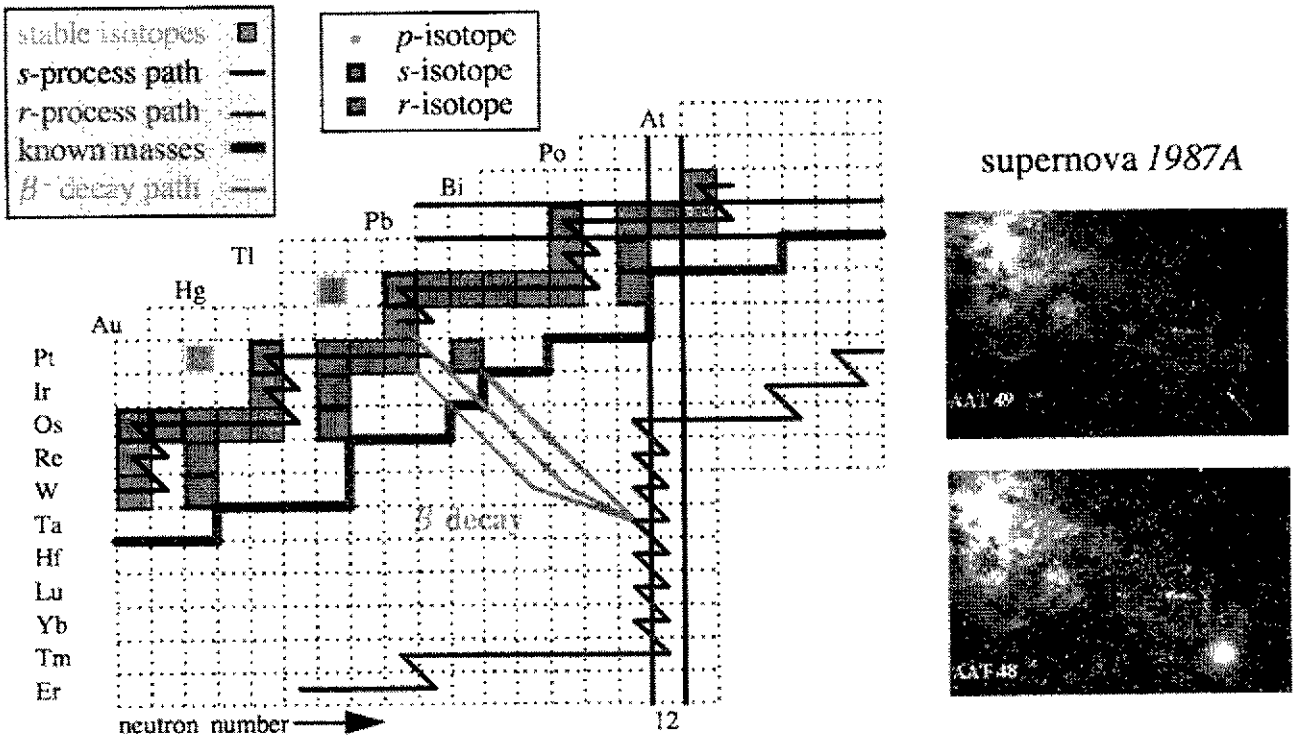


Figure 20 : (à droite) le nuage Magellan avant et après la supernova 1987A qui est un site possible pour le processus- r (capture rapide des neutrons) que l'on pense être le mécanisme de nucléosynthèse de nos éléments lourds. (à gauche) la région des noyaux lourds qui montre des isotopes stables (en gris), le chemin du processus- s (capture lente des neutrons), la ligne des masses dont la valeur est mesurée et bien au-delà en N , un chemin possible du processus- r . Ce processus, qui consiste en plusieurs captures de neutrons suivi par une décroissance β^- , a lieu pendant quelques secondes (comparé aux milliers d'années pour le processus- s). Les noyaux exotiques produits par ce processus vont décroître vers les isotopes stables comme montré par les lignes diagonales.

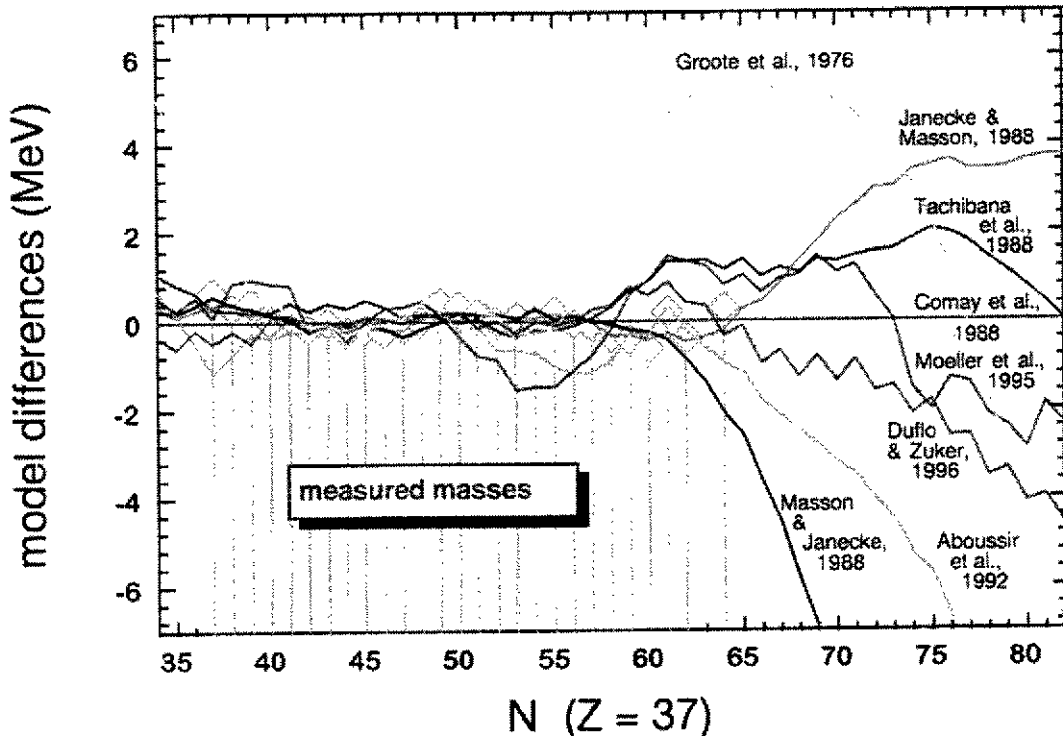


Figure 21 : Différences de valeurs de masses prédites par plusieurs modèles. Comme ces modèles ont leurs paramètres ajustés par les masses déjà connues, l'accord est très bon là où il y a des mesures mais très divergent au-delà.

V. A. 2. Les mesures de masse des noyaux exotiques avec ISOLTRAP

Pour mesurer les masses des noyaux radioactifs on ne peut pas se contenter de faire les mêmes types de mesure qu'avec des isotopes stables car il y a une chose contre laquelle on ne peut pas lutter : le temps. Un noyaux exotique décroît avec une période très courte. Il faut donc faire des mesures aussi rapidement que possible. A l'heure actuelle, l'expérience ISOLTRAP est la seule qui dispose d'un piège de Penning pour mesurer les masses des noyaux radioactifs [Bo96]. De plus, il faut être capable de mesurer une grande gamme de masse pendant une période de prise de données, typiquement quelques jours, et les circuits refroidis de haute qualité, utilisés pour les isotopes stables, n'ont pas une largeur de bande assez grande.

ISOLTRAP, en-ligne auprès du séparateur isotopique *ISOLDE* au *CERN* [ISO] depuis 1989, consiste maintenant en trois pièges (voir figure 22). Le premier, un piège de Paul (très récemment remplacé par un piège linéaire), sert à ralentir, refroidir et ramasser le faisceau radioactif (voir section suivante). Le deuxième est un piège de Penning qui sert à nettoyer le faisceau isobariquement à l'aide de la technique décrite précédemment avec le couplage magnétron - cyclotron en présence du gaz tampon. Après sélection d'un isobare, ces ions sont centrés et envoyés dans le troisième piège (de Penning) de haute précision pour en déterminer la masse.

Le piège de nettoyage a une géométrie cylindrique pour faciliter le transfert d'ions. Sa longueur permet le transfert à plus haute énergie et aussi de remplir le piège impulsion par impulsion. Seulement la partie centrale est "harmonique," c'est à dire parfaitement quadripolaire pour effectuer le refroidissement sélectif en masse. Le pouvoir de résolution de ce piège est de 10^5 , ce qui est suffisant pour enlever quasiment toute contamination isobarique. Le piège peut même délivrer un ion noyé dans plus de 10^4 ions contaminants.

Le piège de précision a des électrodes hyperboliques et aussi des électrodes de compensation. L'anneau est aussi coupé en quatre secteurs pour effectuer le même couplage de mouvement entre magnétron et cyclotron. Ceci est fait pour réaliser la mesure de la fréquence cyclotron pure et donc, la masse par la relation $\omega_c = qB/m$.

Le principe du mesure est de convertir toute énergie magnétron (à ω_-) en énergie cyclotron (à ω_+) et ceci est réalisé - comme pour le refroidissement - en appliquant la fréquence cyclotron pure (ω_c) dans le plan azimutal. Cette conversion est illustrée par la figure 23. Rappelons que si l'excitation était réalisée avec un champ dipolaire, on ne ferait pas une transformation entre les deux modes propres mais seulement une excitation du mouvement magnétron comme conséquence d'enlever les ions du piège (ce qui est parfois effectué pour le nettoyage des contaminants).

La détection de la conversion est faite par temps de vol après l'éjection de l'ion du piège. La méthode est rendue très sensible par le transfert d'énergie radiale en énergie axiale grâce à l'interaction dipolaire entre l'ion et le champ de fuite de l'aimant (voir figure 24 à gauche). Le pic de résonance est donné par la diminution de temps de vol quand la fréquence d'excitation est égale à la fréquence cyclotron (figure 24 à droite). En fait, le pic a des "sidebands" du au fait que l'excitation est appliquée pendant une période courte et la transformée de Fourier d'une telle impulsion n'est pas une raie mais la fonction mathématique *sinus cardinal*. Il y a aussi des effets non-linéaires dus à la conversion [Ko95].

La durée pendant laquelle on fait cette conversion dépend de l'amplitude de la tension appliquée mais expérimentalement on trouve qu'il ne faut pas dépasser quelques mV sinon on voit apparaître des distorsions dans la forme du spectre. La largeur de la résonance a été déterminée comme étant inversement proportionnelle à cette durée. Elle est de 1 s pour avoir un pouvoir de résolution de 10^6 . Ce pouvoir de résolution permet de distinguer chaque état isomérique. C'était la première technique en spectrométrie de masse qui a permis cela [Bo92]. La résolution a été poussée jusqu'à 10 millions (figure 24 droite) pour trier des isomères de Hg.

The triple trap mass spectrometer **ISOLTRAP**

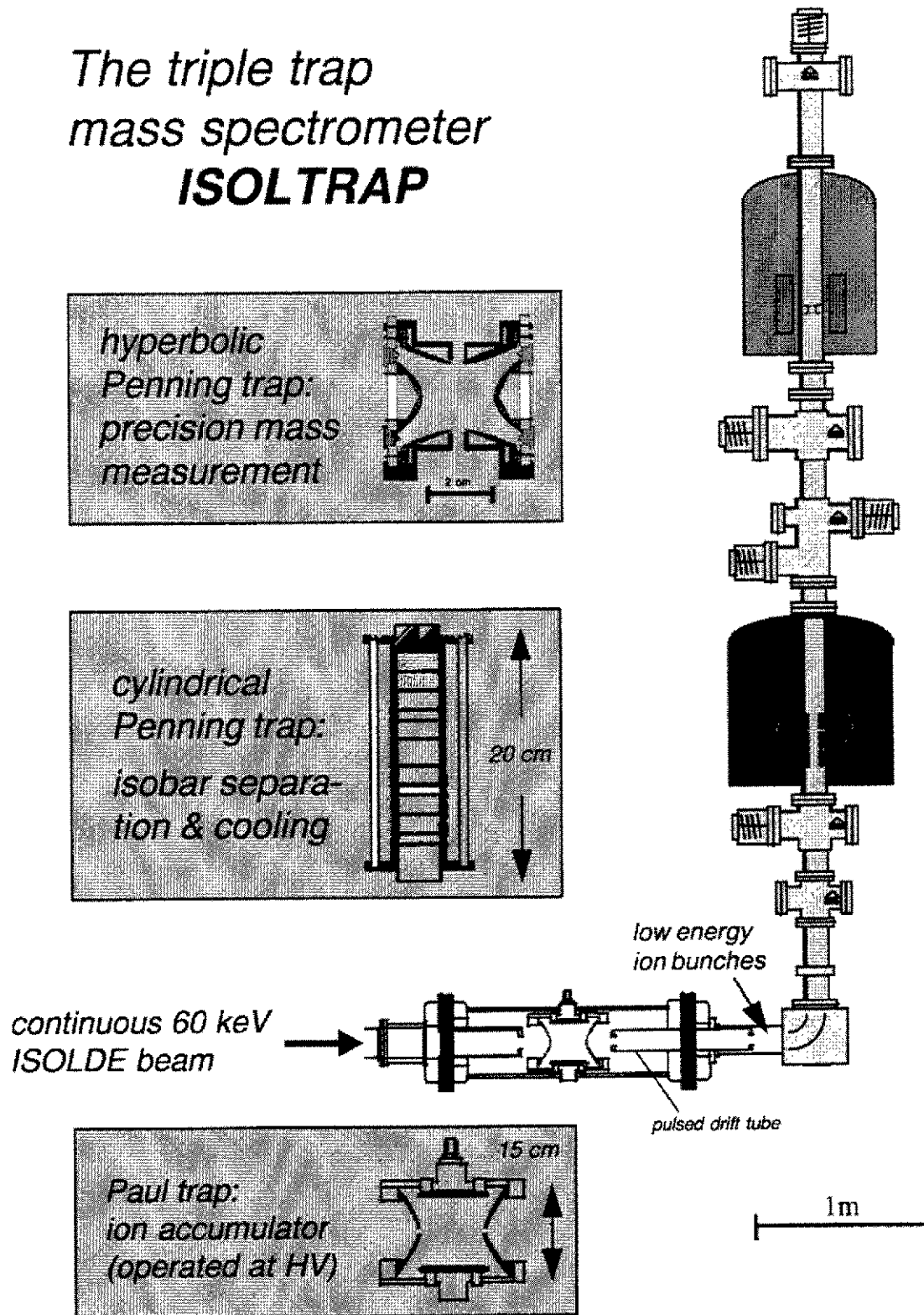


Figure 22 : ISOLTRAP [Bo96], auprès du séparateur isotopique *ISOLDE* au *CERN* [ISO]. Ce spectromètre à haute précision consiste en trois pièges : (en bas) un piège de Paul pour ralentir, refroidir et ramasser le faisceau radioactif (au milieu) un piège de Penning pour nettoyer le faisceau isobariquement à l'aide d'une technique qui couple des mouvements magnétron et cyclotron en présence du gaz tampon [Sa91] et (en haut) un piège de Penning de haute précision qui détermine la masse (même celle des isomères).

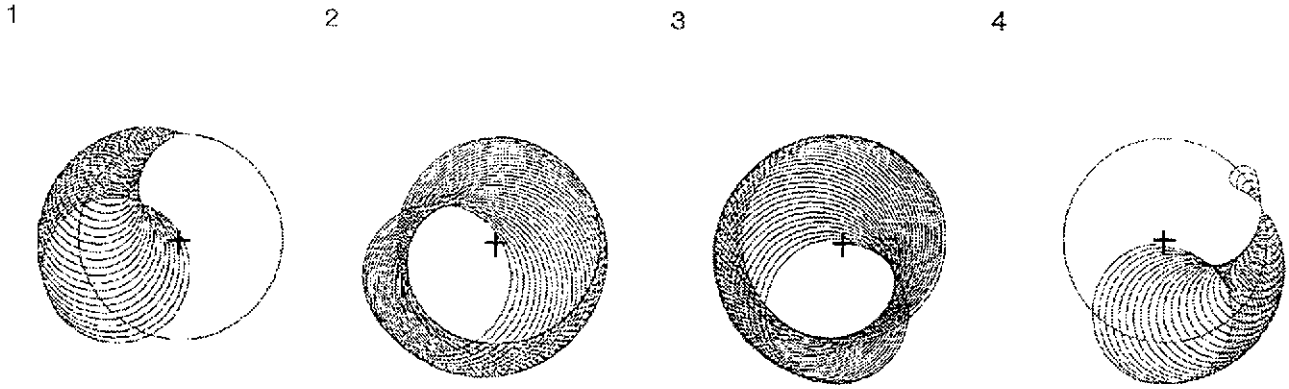


Figure 23 : Trajectoire d'un ion dans un piège de Penning dans le plan azimutal en appliquant la fréquence cyclotron pure ω_c . (1) l'ion commence avec un mouvement magnétron ω_- pur sur le cercle avec une croix au centre et l'amplitude du mouvement cyclotron réduit croit progressivement jusqu'au point (2) où l'amplitude de ce mouvement ω_+ pur est sur le même cercle. Ensuite (3) le mouvement ω_+ est reconverti en ω_- et éventuellement redevient un mouvement ω_- pur (4).

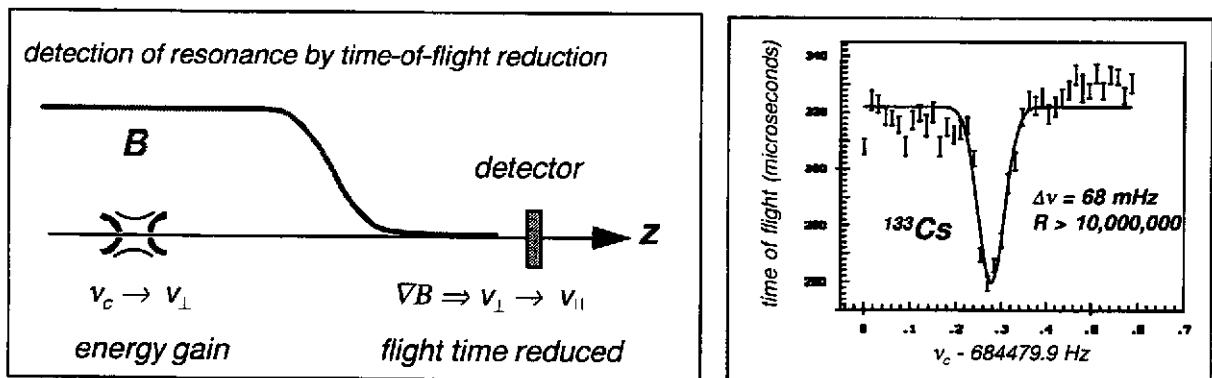


Figure 24 : Détection de la fréquence cyclotron ν_c par temps de vol après l'éjection de l'ion du piège et transformation de la vitesse transversale en vitesse parallèle grâce à l'interaction dipolaire entre l'ion et le champ de fuite de l'aimant $B(z)$ (à gauche). Le pic de résonance est donné par la diminution de temps de vol quand la fréquence d'excitation est égale à la fréquence cyclotron (à droite).

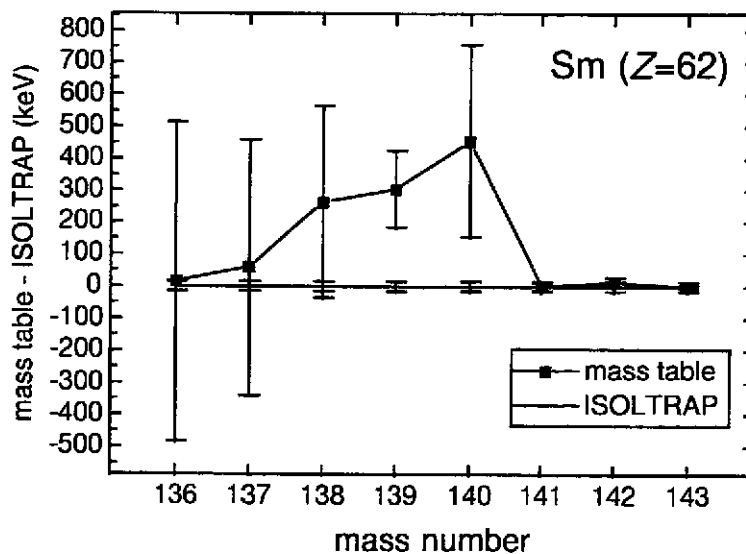


Figure 25 : Valeurs des masses des isotopes exotiques de Sm mesurées par ISOLTRAP soustraites des valeurs dans la table des masses [AME]. La barre d'erreur des mesures avec le piège correspond à une précision de l'ordre de 10^{-7} (données prises de [Be97]).

Plus que 120 noyaux ont été mesurés jusqu'à présent avec ISOLTRAP et les données sont d'une excellente qualité. Une précision de 10^{-7} est atteinte systématiquement (voir figure 25) [Be97]. La technique est universelle avec accès aux isotopes de durée de vie supérieure à des centaines de millisecondes. Un deuxième clone d'ISOLTRAP (le premier était SMILETRAP), le CPT (Canadian Penning Trap), est en cours de test pour des mesures de masse des noyaux exotiques produits à Argonne National Laboratory [Sa96].

V. B. Rayon de charge et moments nucléaires

La structure hyperfine d'un niveau atomique est une conséquence de l'interaction entre le spin de l'électron et celui du noyau. Mesurée par spectroscopie optique, elle donne accès au moment quadripolaire et au moment magnétique ainsi qu'à la variation du rayon de charge si on mesure son déplacement isotopique en fonction du nombre de neutrons (voir cours de F. Le Blanc).

Nous avons déjà vu le schéma de base pour faire de la spectroscopie dans un piège. L'avantage du piège est la réduction de la largeur des raies due à l'effet Doppler. Pour un seul ion dans un piège de Paul, le mouvement est nul et les transitions satisfont le critère de Dicke où l'amplitude du mouvement de l'ion est inférieure à la longueur d'onde de la transition. Nous avons une raie centrale fine et non-déplacée entre les composantes ("sidebands") modulées par la fréquence du mouvement de l'ion [We95]. Cependant, il n'est pas toujours possible de faire de la spectroscopie détaillée sur un ion seul à cause des pertes dues au pompage optique d'états métastables. Pour les ions avec une structure atomique simple, on peut dépeupler ces niveaux avec un autre laser mais là où ils sont trop nombreux, on utilise un gaz tampon pour effectuer le dépeuplement par collisions (*quenching*). Pour avoir un rapport signal sur bruit suffisant, il faut un nuage de plusieurs ions qui vont se trouver en dehors du centre du piège où le champ n'est pas nul. Le problème est à nouveau l'effet Doppler qui élargit les raies qui sont moyennées sur un cycle de radiofréquence du micro-mouvement. Une façon d'éviter l'élargissement est d'utiliser une technique stroboscopique synchronisée avec la radiofréquence pour faire de la spectroscopie toujours à la même phase [Ri92]. Moins exploité que la spectroscopie laser colinéaire par exemple, la spectroscopie dans les pièges à ions offre des résultats d'une qualité supérieure (voir cours de F. Le Blanc).

Dans les pièges de Penning, la spectroscopie atomique n'est pas réalisée à cause du champ magnétique qui déplace les raies par effet Zeeman. Par contre, l'effet Zeeman est très intéressant pour la physique nucléaire car on peut l'exploiter pour faire des mesures du facteur gyromagnétique nucléaire (g) [We95]. Celui-ci nous donne la possibilité de déterminer l'anomalie hyperfine due à la magnétisation nucléaire, connu comme l'effet Bohr-Weiskopf (voir cours de F. Le Blanc).

Dans les EBIT nous avons accès aux transitions des rayons-X pour un ion garni d'un seul électron. La comparaison des données avec la théorie atomique QED est au point où les corrections relativistes sont du même ordre de grandeur que l'effet Bohr-Weiskopf [Ma95].

Finalement, les pièges à atomes ont été raccordés aux accélérateurs pour permettre l'étude des atomes radioactifs. Comme les atomes sont généralement plus froids que les ions piégés, les mesures ultra-précises des transitions permettent une bonne étude de l'effet Bohr-Weiskopf [Gr99].

V. C. L'interaction faible

Grâce à la décroissance β , le noyau offre un laboratoire pour l'étude de l'interaction faible qui est décrite dans le modèle standard en termes d'interactions vectorielles et axiales mais pas en termes d'interactions scalaires ni tensorielles. On peut définir un coefficient a - qui représente la corrélation beta-neutrino lors d'une décroissance de type *Fermi* (qui impliquerait une interaction scalaire) ou de

type *Gamow-Teller* (pour l'interaction tensorielle) [By95]. Plusieurs observables nous donnent des informations sur a : des mesures de masse entre le noyau qui décroît et le noyau fils; la demi-vie de la décroissance; la forme du spectre des particules β émises; et la cinématique de la décroissance. En ce qui concerne les pièges, il y a trois applications : les mesures de masse [Sa97] déjà abordées; la durée de vie du neutron [By95] où un piège de Penning est utilisé pour capter des protons lors de la décroissance des neutrons qui passent au travers; et les mesures de la cinétique. Ces dernières sont réalisées dans les pièges à atomes mais aussi sont les sujets de deux propositions récentes avec un spectromètre d'énergie (pour le recul) à ISOLDE [Se99] et à SPIRAL avec un piège de Paul transparent entouré par un système de détection [Le98] illustré sur la figure 26.

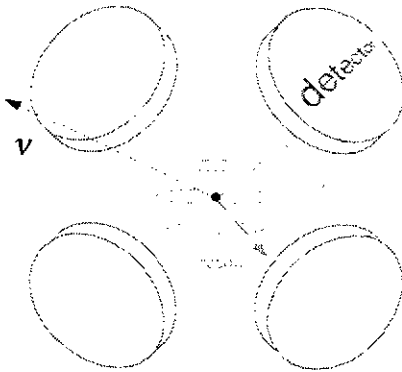


Figure 26 : diagramme schématique pour mesurer la cinétique d'une décroissance β afin d'amener des contraintes sur le modèle standard. Un piège de Paul transparent est entouré par un système de détection de particules ayant une grande couverture en angle.

VI. Manipulation des faisceaux radioactifs avec des pièges

Comme les faisceaux radioactifs sont généralement très faibles en intensité, il est intéressant de concentrer tous les noyaux du faisceau dans une fenêtre en temps très courte pour améliorer le rapport signal sur bruit (la détection est particulièrement sensible au bruit radioactif). Pour effectuer cette opération, il est impératif que le faisceau soit refroidi. (Note : il faut faire la distinction entre un faisceau "pulsé" qui est coupé et un faisceau "ramassé" (ou comprimé) qui lui n'est pas perdant en nombre des particules.) Cette idée est illustrée par la figure 27.

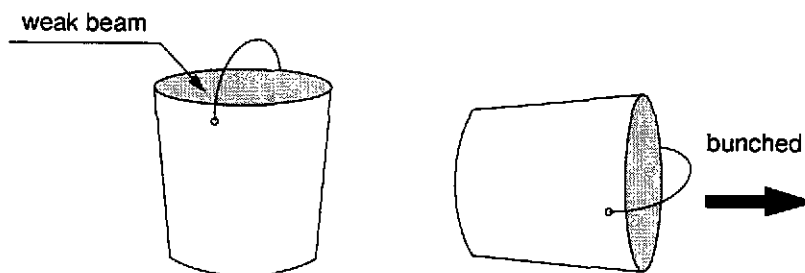


Figure 27 : Illustration (évidemment schématique!) d'une accumulation d'un faisceau faible pour produire un "bunch" plus concentré pour le même nombre d'ions collectés.

Le piège de Paul a été longtemps étudié en tant que "buncher" [ML95] avant d'être enfin réalisé et exploité pour faire des mesures de masse avec ISOLTRAP [Sc98]. Le désavantage d'un piège de Paul est qu'avant de trouver le puits de potentiel au centre, les ions traversent une région de

champ à radiofréquence intense. Ceci rend l'injection (et aussi l'éjection) très délicate comme elle dépend de la phase de la radiofréquence. Les impulsions sont très pointues en temps mais très élargies en énergie cinétique (conséquence du théorème de Liouville).

Finalement, nous avons abandonné le piège en 3D pour un piège en 2D pour faciliter l'injection et l'extraction (voir figure 12). Ce piège linéaire est aussi rempli de gaz, et les électrodes sont segmentées pour créer un champ axial faible et guider les ions dans un puits de potentiel entre les derniers segments [LM99,Bo98]. Ce système (voir photo figure 28) a été très récemment exploité pour mesurer la masse de ^{182}Hg .

Les pièges de Penning ont l'avantage d'être statiques. Par contre il existe un gradient de champ à l'entrée qui rend l'injection délicate. REXTRAP fait parti de l'accélérateur secondaire REX-ISOLDE [Ha97], en cours de développement pour accélérer les faisceaux d'ISOLDE jusqu'à la barrière Coulombienne (voir figure 29). REXTRAP fait un "bunching" du faisceau et un tri isobarique (de la même manière qu'ISOLTRAP) avant d'envoyer les impulsions à REX-EBIS. Après un séjour dans l'EBIS, où les ions voient leur état de charge augmenté, les ions sont à nouveau triés (pour sélectionner le bon état de charge) et envoyés dans un accélérateur linéaire. REXTRAP est porté à une haute tension pour décélérer le faisceau radioactif d'ISOLDE qui est focalisé de sorte que les ions suivent les lignes de champ afin d'éviter l'effet du miroir magnétique. Le piège fait presque un mètre de long et il fonctionne à très haute pression de gaz tampon afin de refroidir les ions le plus rapidement possible. Ensuite, l'ensemble est trié en masse pour se débarrasser des isobares (en utilisant la technique sélective en masse décrite avant) et les envoyer dans une impulsion bien définie à REX-EBIS. REXTRAP est conçu pour avoir une efficacité de quasiment 100%.

VII. Sommaire

Tout d'abord, nous avons vu l'intérêt de confiner des particules au repos dans un petit volume d'espace pendant une durée longue. Ensuite nous avons décrit les différentes façons de réaliser ce confinement. Les pièges qui sont à l'heure actuel devenus "standards" ont été décrits ainsi que les détails des mouvements d'ions à l'intérieur. Les différentes techniques de refroidissement des particules ont été exposées en insistant sur le fait que les deux objectifs - le piégeage et le refroidissement - sont finalement inséparable. Le refroidissement par gaz tampon, très rapide, a été souligné comme étant la méthode de choix pour travailler avec les ions radioactifs.

Un survol de la physique faite avec les différents pièges a montré un vaste panorama d'applications intéressantes - aussi bien en physique appliquée à la vie quotidienne qu'en physique la plus fondamentale. Plus précisément, les rôles des pièges en physique nucléaire ont été exposés et nous avons vu la contribution énorme des pièges de Penning en spectrométrie de masse et l'importance de ces mesures pour la nucléosynthèse. Enfin, nous avons vu que le piège joue également un rôle dans la manipulation des faisceaux - surtout les faisceaux radioactifs. C'est autour de ce thème que nous avons monté le réseau Européen de recherche EXOTRAPs [EXO] qui englobe donc les travaux d'ISOLTRAP et de REXTRAP entre autres (voir figure 30). Les pièges eux-mêmes sont également le sujet d'un autre réseau nommé EUROTRAPs [EUR]. Ces deux réseaux, dans lesquels votre participation serait la bienvenue, montrent une véritable communauté de chercheurs "trappistes".

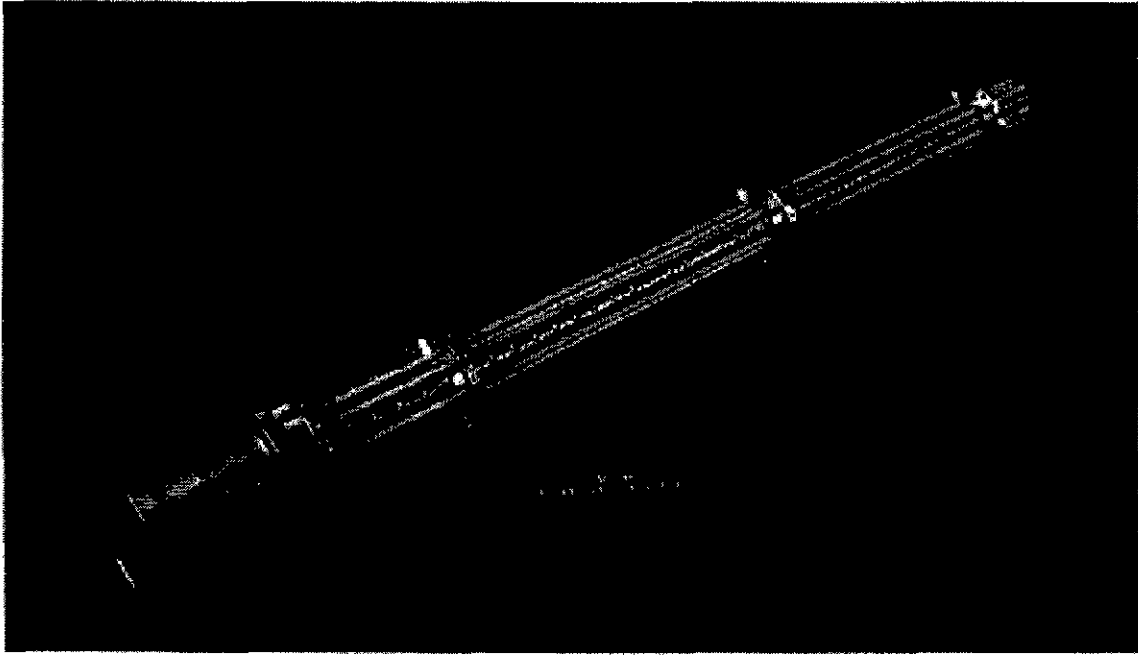


Figure 28 : Photo du refroidisseur actuellement utilisé par l'expérience ISOLTRAP [Bo98]. L'électrode d'entrée sert à focaliser le faisceau sur l'axe du guide quadripolaire formé par quatre tiges segmentées. Ce système est porté à haute tension et rempli de gaz tampon pour effectuer le refroidissement du faisceau.

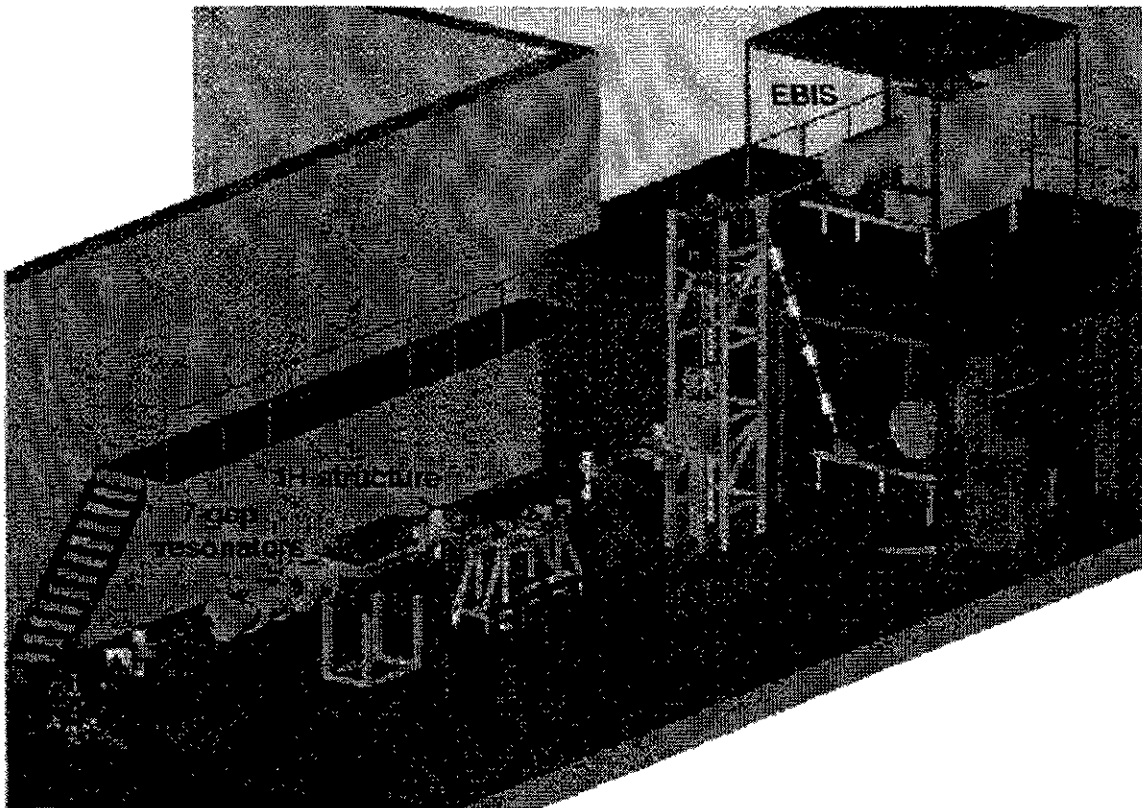


Figure 29 : Diagramme schématique d'accélérateur secondaire REX-ISOLDE [Ha97] au CERN. Le faisceau des noyaux exotique est injecté dans le piège de Penning REXTRAP, porté à haute tension (pour ralentir les ions). Le piège est rempli de gaz tampon pour à la fois refroidir les ions, les trier en masse (par la technique de couplage des mouvements décrite dans le texte) et le mettre en impulsions (bunches). Ces impulsions sont ensuite réaccélérées et transportées au deuxième étage où se trouve REX-EBIS qui effectuera un épiluchage d'électrons. Puis, les ions sont injectés dans le séparateur d'états de charge et l'état choisi est post-accélééré jusqu'à 2 MeV pour faire une réaction dans un détecteur - le MINIBALL. Les premiers faisceaux de REX sont prévus pour la fin de l'an 2000.

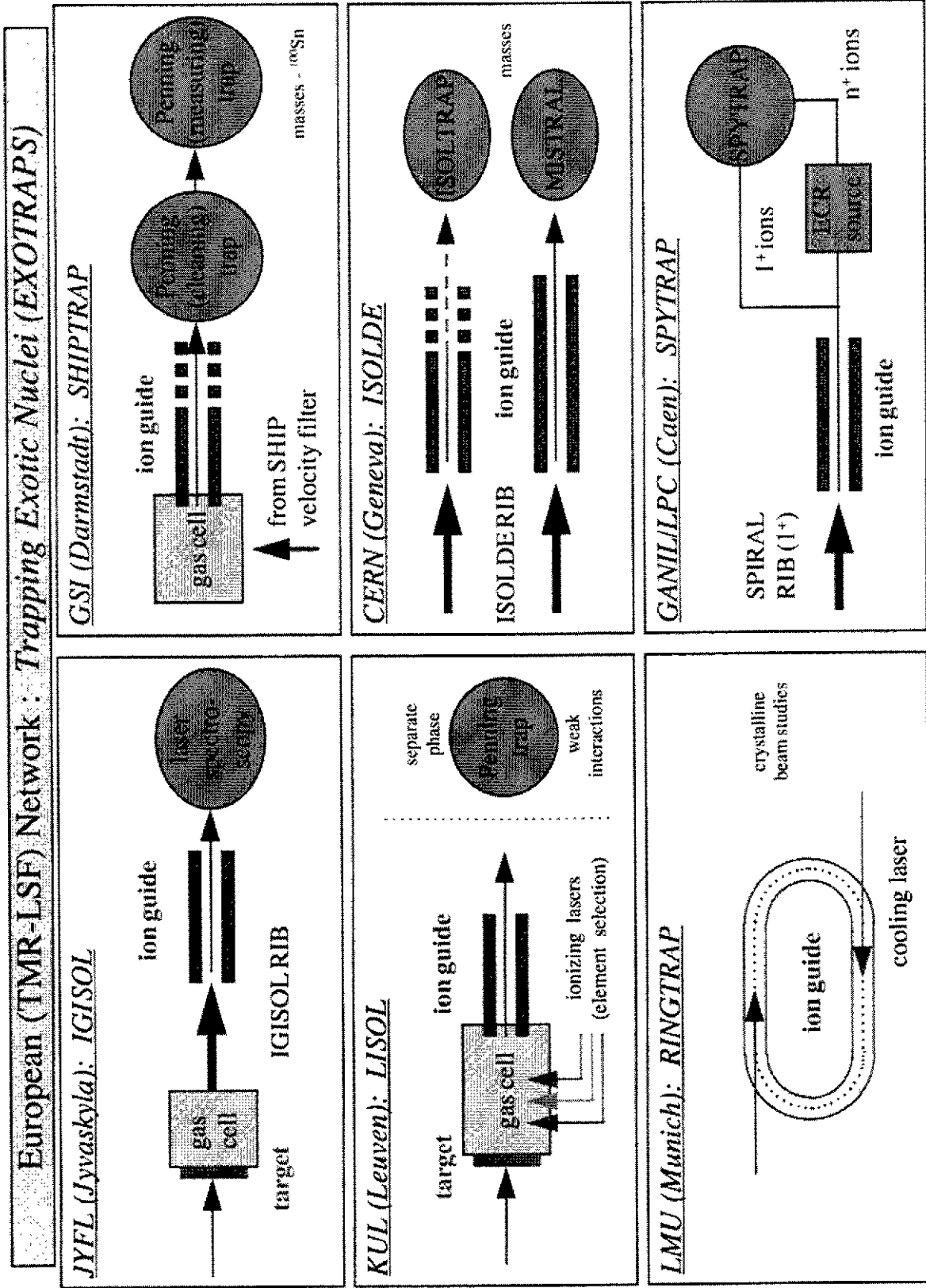


Figure 30 : Diagramme schématique du réseau Européen EXOTRAPS [EXO] qui regroupe des équipes de toutes des installations à grande échelle de la physique nucléaire en Europe sous le thème de piégeage et refroidissement d'ions radioactifs.

POST-SCRIPTUM

Peu de temps après la fin de l'école Joliot-Curie 1999, le noyau doublement magique ^{48}Ni (28 protons et 20 neutrons) a été produit à GANIL pour la première fois. Alors que ce résultat répond à la question importante de l'existence ou non de ce nucléide, il ne représente qu'un début. En fait, avec ces quelques événements précieux, l'équipe cherche à avoir une estimation de la masse de ce nucléide. Même avec une faible précision, c'est la masse qui apportera une contrainte, au moins grossière, à la grande gamme des modèles. C'est également important de faire une mesure précise ainsi que d'aller le plus loin possible. Peut-être, on pourrait ainsi redéfinir notre *Didache* donné au début du cours :

*Il y a deux voies : celle de la très courte durée et celle de la très haute précision
et il y a une grande différence entre ces deux voies...
... mais elles sont complémentaires !*

REFERENCES

- [AME] G. Audi and A.H. Wapstra, *Nucl. Phys. A* 565 (1993) 1
- [An95] M.H. Anderson *et al.*, *Science* 269 (1995) 198
- [AT99] M. Arnould and K. Takahashi, *Rep. Prog. Phys.* (1999) in print
- [Be97] D. Beck *et al.*, *Hyperfine Interactions* 108 (1997) 219
- [Be98] D.J. Berkeland *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 80 (1998) 2089
- [BG86] L.S. Brown and G. Gabrielse, *Rev. Mod. Phys.* 58 (1986) 233
- [Bi92] G. Birkl, S. Kassner and H. Walter, *Nature* 357 (1992) 310
- [Bo92] G. Bollen *et al.*, *Phys. Rev. C* 46 (1992) R2140
- [Bo96] G. Bollen *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods A* 368 (1996) 675
- [Bo98] G. Bollen *et al.*, *AIP Conference Proceedings* CP 457 (1999) 965
- [BT95] J.J. Bollinger *et al.*, *Physica Scripta* T59 (1995) 352
- [BW90] J.J. Bollinger and D.J. Wineland, *Scientific American*, January (1990) p. 124
- [By95] J. Byrne, *Physica Scripta* T59 (1995) 311
- [Ch93] D.A. Church, *Physics Reports* 228 (1993) 254
- [Ch95] D.A. Church, *Physica Scripta* T59 (1995) 216
- [CP90] C. Cohen-Tannoudji and W.D. Phillips, *Physics Today*, October (1990) p.33
- [CC98] S. Chu, C.N. Cohen-Tannoudji and W.D. Phillips *Rev. Mod. Phys.* (1998) 685
- [Da76] P.H. Dawson (editor), *Quadrupole mass spectrometry and its applications* (Elsevier, Amsterdam, 1976)
- [Da95] H. Danared, *Physica Scripta* T59 (1995) 121
- [De88] H. Dehmelt, *Physica Scripta* T22 (1988) 102
- [De95] H. Dehmelt, *Physica Scripta* T59 (1995) 87
- [De90] H. Dehmelt, *Rev. Mod. Phys.* 62 (1990) 525
- [De99] A. Derevianko *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 82 (1999) 3589
- [DF92] D.J. Douglas and J.B. French, *J. Am. Soc. Mass Spectrom.* 3 (1992) 398
- [Di95] F. DiFilippo *et al.*, *Physica Scripta* T59 (1995) 144
- [Du95] G.H. Dunn, *Physica Scripta* T59 (1995) 249
- [Dy95] R.S. Van Dyck Jr. *et al.*, *Physica Scripta* T59 (1995) 134
- [EUR] EUROTRAPS - trapping charged particles (<http://www.gsi.de/~eurotraps>)
- [EXO] EXOTRAPs - trapping and cooling radioactive nuclei (<http://www.jyfl.fi/~armani/exotrap>)
- [Fi97] P.T.H. Fisk, *Rep. Prog. Phys.* 60 (1997) 761
- [Ga89] G. Gabrielse *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 63 (1989) 1360
- [Ga97] G. Gabrielse *et al.*, ATRAP proposal (see <http://hussle.harvard.edu/~atrap>)
- [Ga99] G. Gabrielse *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 82 (1999) 3198
- [Ge95] D. Gerlich, *Physica Scripta* T59 (1995) 256
- [GA96] S. Goriely and M. Arnould, *Astron. Astrophys.* 312 (1996) 327
- [GR99] J.S. Grossman *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 83 (1999) 935
- [Ha97] D. Habs *et al.*, *Nucl. Instr. Meth. B* 126 (1997) 218 (see also <http://isolde.cern.ch/>)
- [HI98] HITRAP proposal, GSI, 1998 (see <http://www-aix.gsi.de/~exotrap/hitrap.htm>)
- [Ho96] M. Holzschneider *et al.*, ATHENA proposal (see <http://www.cern.ch/athena>)
- [ISO] B. Jonson, H. Ravn and G. Walter, *Nuclear Physics News* 3 (1993) 5
(see also <http://isolde.cern.ch>)
- [It95] W. Itano *et al.*, *Physica Scripta* T59 (1995) 106
- [Ja75] J.D. Jackson, *Classical Electrodynamics* (Wiley, New York, 1975) p. 590
- [Kn95] M. Knoop, thèse (F. Vedel, directeur), Université de Provence, Marseille, 1995
- [Ko95] M. Koenig *et al.*, *Int. J. Mass Spectrom. Ion Proc.* 142 (1995) 95

- [Le98] C. Le Brun *et al.*, SPIRAL proposal, LPC-Caen (1998)
- [Lu91] M.D. Lunney and R.B. Moore, *IEEE Trans. Magnetics* 27 (1991) 4174
- [Lu98] D. Lunney, in *Nuclei in the Cosmos V*, edited by N. Prantzos and S. Harissopulos, (Editions Frontières, Gif sur Yvette, 1998) p. 296
- [LM99] M.D. Lunney and R.B. Moore, *Int. J. Mass Spectrom.* 190 (1999) 153
- [Ma95] R.E. Marrs *et al.*, *Physica Scripta* T59 (1995) 183
- [MG95] A.G. Marshall and S. Guan, *Physica Scripta* T59 (1995) 155
- [Marrs] R. Marrs, *Physics Today*, October (1994) p. 27
- [MH89] R. March and R. Hughes, *Quadrupole Storage Mass Spectrometry* (Wiley, New York, '89)
- [ML95] R.B. Moore and M.D. Lunney, *Practical Aspects of Ion Trap Mass Spectrometry, Vol. II*, edited by R.E. March and J.F.J. Todd, (CRC Press, Boca Raton, 1995) p. 263
- [Mo96] C. Monroe *et al.*, *Science* 272 (1996) 1131
- [Mo92] R.B. Moore *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods B* 70 (1992) 482
- [ON99] T.M. O'Neil, *Physics Today*, February (1999) p. 24
- [Pa90] W. Paul, *Rev. Mod. Phys.* 62 (1990) 531
- [Pe36] F. M. Penning, *Physica* 3 (1936) 873
- [Ra97] H. Raimbault-Hartmann *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods B* 126 (1997) 378
- [Ri92] J. Rink *et al.*, *Z. Physik A* 342 (1992) 487
- [Re93] I. Rebatel, thèse (F. Vedel, directeur), Université de Provence, Marseille, 1993
- [Ro98] J. Rocher, thèse (F. Vedel, directeur), Université de Provence, Marseille, 1998
- [Sa91] G. Savard *et al.*, *Physics Letters A* 158 (1991) 247
- [Sa97] G. Savard, *Nucl. Phys. A* 626 (1997) 353c
- [Sa99] G. Santarelli *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* 82 (1999) 4619
- [Sc98] S. Schwarz, doctoral thesis, Johannes Guetenberg Universitaet, Mainz, 1998
- [Sc99] D.R. Schultz, M.R. Strayer and J.C. Wells, *Phys. Rev. Lett.* 82 (1999) 3976
- [Se99] N. Severijns *et al.*, CERN/ISC/P111 (1999)
- [SMI] C. Carlberg *et al.*, *Physica Scripta* T59 (1995) 196
- [Th93] R.C. Thompson, *Adv. Atom. Molec. Opt. Phys.* 31 (1993) 63
- [Ts93] C.H. Tseng and G. Gabrielse, *Hyperfine Interactions* 76 (1993) 381
- [VdM] S. Van der Meer, *Rev. Mod. Phys.* 57 (1985) 689
- [Ve92] F. Vedel and M. Vedel, *J. Mod. Optics* 39 (1992) 431
- [Vi75] L.A. Viehland *et al.*, *At. Data Nucl. Data Tables* 16 (1975) 495
- [Vi95] L.A. Viehland and E.A. Mason, *At. Data Nucl. Data Tables* 60 (1995) 37 & refs. therein
- [Wa95] H. Walter *et al.*, *Physica Scripta* T59 (1995) 360
- [We95] G. Werth, *Physica Scripta* T59 (1995) 206
- [WI87] D.J. Wineland and W.M. Itano, *Physics Today*, June (1987) p.34
- [WS59] R.F. Wuerker, H. Shelton, R.V. Langmuir, *J. Appl. Phys.* 30 (1959) 342

Proceedings of the Nobel Symposium on "Trapped Charged Particles and Related Fundamental Physics" Lysekil, Sweden, August 19-26, 1994, I. Bergstrom, C. Carlberg and R. Schuch (editors), *Physica Scripta* T59 (1995)

"Trapped Charged Particles and Fundamental Physics," Asilomar, California, August 31-September 4, 1998, D.H.E. Dubin and D. Schneider (editors), *American Institute of Physics Conference Proceedings* CP 457 (1999)

Proceedings from the Workshop "Beam Cooling and Related Topics," Montreux, Switzerland, 4-8 October 1993, J. Bossler (editor), CERN report 94-03

EXCITATION COULOMBIENNE DES NOYAUX

J. Kiener

Centre de Spectrométrie Nucléaire
et de Spectrométrie de Masse
CNRS-IN2P3, Université de Paris-Sud
F-91405 Campus Orsay

1. L'image

Lors du passage d'une particule chargée à proximité d'un noyau, celui-ci voit une impulsion électromagnétique $\vec{E}(t)$, $\vec{H}(t)$. Si cette impulsion induit l'excitation du noyau, on parle généralement de *l'excitation Coulombienne* ou de *l'excitation électromagnétique* [1,2]. La parfaite connaissance théorique de l'interaction électromagnétique est une des motivations principales de l'utilisation de l'excitation Coulombienne pour l'étude de la structure des noyaux.

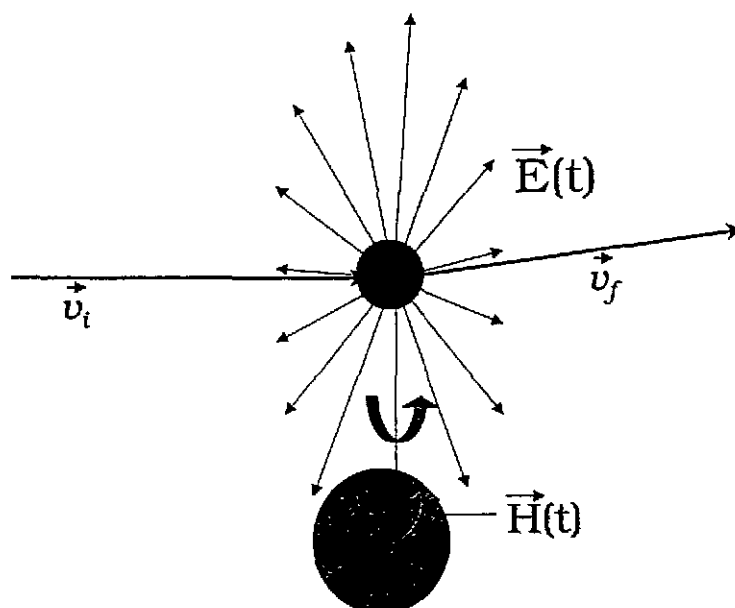


figure 1

Le développement temporel du champ électromagnétique à l'endroit de la cible pour deux collisions entre ions - une avec une vitesse non-relativiste et une avec une vitesse relativiste - est porté sur les graphes de la fig. 2. On remarque d'abord la différence des rapports entre les composantes E_x , E_z et H_y . Pour une collision avec une vitesse relativiste le champ électrique parallèle au mouvement de la particule E_z est négligeable par rapport aux composantes électriques et magnétiques verticales, qui sont renforcées dues à la contraction de Lorentz. Une telle impulsion - \vec{E}, \vec{H} verticale à la propagation et perpendiculaire entre eux - a une grande similitude avec un photon réel.

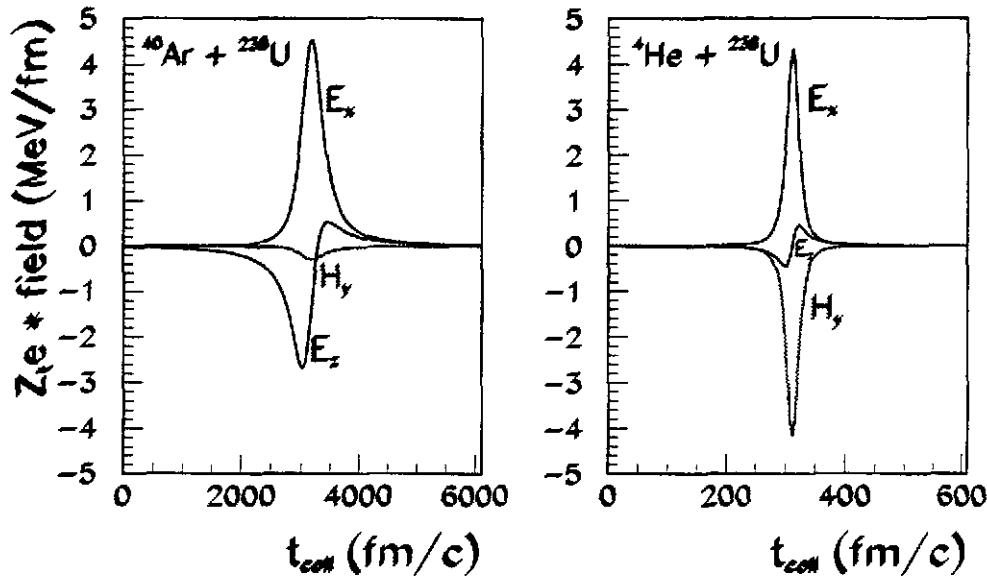


figure 2 : développement temporel de l'impulsion électromagnétique à l'endroit du noyau cible pour deux collisions avec paramètre d'impact 15 fm. Gauche : $^{40}\text{Ar} + ^{238}\text{U}$ à 190 MeV. Droite : $^4\text{He} + ^{238}\text{U}$ à 10 GeV.

La théorie de Weizsäcker et Williams [3] pour le bremsstrahlung ("rayonnement de freinage") d'un électron relativiste dans le champ d'un noyau est basée sur cette similitude. Là, le bremsstrahlung est décrit comme la diffusion Compton d'un photon du champ électromagnétique - qu'on appelle alors photon virtuel - sur l'électron. En analogie, l'excitation Coulombienne peut être considérée comme l'absorption d'un tel photon virtuel du champ électromagnétique par le noyau. Cette similitude disparaît dans le cas de vitesses non-relativistes, mais on verra plus tard, qu'on peut trouver une expression équivalente à cette image.

Intuitivement, on peut tirer un autre renseignement de l'évolution temporelle de l'impulsion électromagnétique: Pour qu'une excitation puisse avoir lieu, le temps de l'impulsion doit être inférieur au temps caractéristique de la transition nucléaire \hbar/E_{if} , sinon le noyau répond de façon adiabatique. C'est la condition de l'approximation soudaine. Approximant le temps de l'impulsion par $\tau \approx b/\gamma 2v$, cette condition s'écrit :

$$2\hbar c \gamma (v/c) / b E_{if} \geq 1 \quad \approx \quad 400 \gamma \beta / b E_{if} \geq 1 \quad (b \text{ en fm}, E_{if} \text{ en MeV}) \quad (1)$$

avec b : paramètre d'impact, E_{if} : énergie de transition, v : vitesse relative cible-projectile, $\beta = v/c$, $\gamma = 1/\sqrt{1-\beta^2}$

Pour un b typique de 15 fm, la coupure adiabatique se situe à $E_x \approx 2$ MeV pour une vitesse $\beta = 0.07$ ($E_{cin} = 5$ MeV par nucléon pour un noyau), à environ 15 MeV pour des énergies intermédiaires (50 MeV par nucléon) et à des excitations supérieures à 20 MeV pour des énergies relativistes (pour les leptons, bien sûr aussi $E_{cin} > E_{if}$). Ces considérations générales s'appliquent à tous les projectiles chargés, comme des électrons, muons et noyaux atomiques.

Dans la suite, je me concentrerai sur des collisions entre noyaux atomiques, les électrons et muons nécessitant un traitement théorique différent des noyaux dû à leur pénétration aisée à l'intérieur du noyau.

2. Théorie semiclassique de l'excitation Coulombienne

L'Hamiltonien de la collision, considérant exclusivement l'interaction électromagnétique entre les deux noyaux s'écrit :

$$H = H_0(1) + H_0(2) + W(1,2) \quad (2)$$

où $H_0(i)$ est l'Hamiltonien interne du noyau i et $W(1,2)$ est le terme d'interaction électromagnétique :

$$W(1,2) = \int \int \frac{\rho(\vec{r}_1)\rho(\vec{r}_2) - \vec{j}(\vec{r}_1)\vec{j}(\vec{r}_2)/c^2}{|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|} d\tau_1 d\tau_2 \quad (3)$$

où ρ et \vec{j} sont les distributions de densité de charge et de courant, respectivement. Avec la définition des moments multipolaires électriques et magnétiques du noyau :

$$\mathcal{M}(El, m) = \int \rho(\vec{r}) r^l Y_{lm}(\hat{r}) d\tau \quad (4)$$

$$\mathcal{M}(Ml, m) = \frac{-i}{c(l+1)} \int \vec{j}(\vec{r}) r^l \vec{L} Y_{lm}(\hat{r}) d\tau \quad (5)$$

on peut développer $W(1,2)$ en termes multipolaires électriques et magnétiques. Dans le système de repos de la particule 2 par exemple, après avoir effectué le changement de repère pour les moments de la particule 1 : ($\vec{j}'_1 = \vec{j}_1 + \vec{v}\rho_1$; $\rho'_1 = \rho_1 + \vec{v}/c^2 \vec{j}_1$) on obtient :

$$W(1,2) = W_E(1,2) + W_M(1,2) + W_{EM}(1,2) \quad (6)$$

Le terme électrique s'écrit par exemple (voir e.g. [1], eq.II.1.9 pour le terme $W_{EM}(1,2)$) :

$$W_E(1,2) = \sum_{l_1 l_2 m_1 m_2} (4\pi)^{3/2} (-1)^{l_2} \left(\frac{(2l_1 + 2l_2)!}{(2l_1 + 1)!(2l_2 + 1)!} \right)^{1/2} \begin{pmatrix} l_1 & l_2 & l_1 + l_2 \\ m_1 & m_2 & m \end{pmatrix} \mathcal{M}_1(El_1, m_1) \mathcal{M}_2(El_2, m_2) \frac{1}{r^{l_1+l_2+1}} Y_{l_1+l_2, m}(\Theta, \Phi) \quad (7)$$

Une estimation de l'importance des différents termes $\mathcal{M}_1 \mathcal{M}_2$ montre [1], que les contributions multipole - multipole (responsable des excitations *mutuelles* cible-projectile, à distinguer des excitations *simultanées* de la cible et du projectile dues à des interactions monopole-multipole indépendantes pendant la collision) sont négligeables par rapport aux termes incluant le monopole électrique. Les significations de ces termes sont les suivantes:

- monopole électrique - monopole électrique : s'il n'y a pas interpénétration des distributions de charge des deux noyaux, c'est simplement le potentiel Coulombien $\frac{Z_1 Z_2 e^2}{r}$, qui détermine la trajectoire et ne donne pas lieu à une excitation
- monopole électrique - multipole électrique : excitations de type électrique (E1, E2, etc.)
- monopole électrique - multipole magnétique : excitations de type magnétique (M1, M2, etc.)

Ces excitations s'appliquent d'ailleurs également à la cible qu'au projectile dans le cas ici choisi de collisions entre noyaux.

2.1. approximation semiclassique

On considère, qu'on peut décrire le mouvement relative des deux noyaux avec une bonne approximation par une trajectoire classique d'une charge sans extension spatiale ("point charge" en Anglais) dans le champ électrique de l'autre noyau. Pour que cette approximation soit valable, il y a trois conditions à remplir :

- (1) Il ne doit y avoir d'interpénétration des distributions de densité des deux noyaux. Cette condition est toujours remplie pour des collisions sous-Coulombiennes. L'énergie cinétique dans le centre de masse doit être inférieure au potentiel Coulombien à la distance de contact R_{12}^c des deux noyaux. Une expression approximative est :

$$R_{12}^c \approx 1.2 \times (A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) + \Delta$$

Δ tenant compte de la diffusivité de la surface des noyaux, et elle vaut environ 3 fm pour noyaux, excepté noyaux à halo. L'excitation Coulombienne dans ces collisions sous-Coulombiennes sera le sujet d'étude de la première partie de ce cours.

Pour des énergies cinétiques supérieures à cette barrière Coulombienne, dans les collisions avec une distance d'approche minimale (désigné a par la suite) plus grand que R_{12}^c , l'approximation semiclassique peut toujours être utilisée avec des précautions, qui seront discutées dans la deuxième partie de ce cours.

- (2) La perturbation de la trajectoire due aux transferts de moment cinétique et d'énergie lors de l'excitation doit être très petite, c.a.d. les vitesses relatives initiale et finale doivent rester presque identiques. Ça exige $E_x \ll E_{cin}$. Toutefois, par comparaison entre calculs semiclassiques et quantiques et avec des valeurs expérimentales, il s'est avéré qu'une symmetrisation des vitesses v_i et v_f ($v_i \rightarrow (v_i + v_f)/2$) dans les formules semiclassiques est une bonne approximation quand E_x vaut par exemple $\approx 0.2 E_{cin}$. Une illustration sera donnée plus tard dans l'excitation de ^{19}F par des particules α d'énergie de l'ordre de MeV.
- (3) La longueur d'onde de Broglie du projectile $\frac{\hbar}{mv}$ doit être sensiblement plus petite que la distance d'approche minimum a . Cette distance a se calcule par l'égalité de l'énergie cinétique et potentiel Coulombien pour une collision frontale :

$$a = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{E} \quad (8)$$

ce qui donne :

$$\eta = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v} \gg 1 \quad (9)$$

η est souvent appelé paramètre de Sommerfeld.

La section efficace différentielle d'excitation peut alors être factorisée en un terme purement géométrique de section efficace de Rutherford et une probabilité d'excitation :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{i \rightarrow f}} = \frac{d\sigma^{Ruth.}}{d\Omega} P_{i \rightarrow f} \quad (10)$$

$P_{i \rightarrow f}$ peut être calculé analytiquement dans la théorie de perturbation. Dans la majorité des cas d'expériences d'excitation Coulombienne la probabilité $P_{i \rightarrow f}$ n'excède pas quelques pourcents, et la perturbation au premier ordre est déjà une excellente approximation. Des formules pratiques seront données dans le prochain paragraphe et je décrirai brièvement l'extension au deuxième ordre plus tard. Une situation où le traitement de perturbation faillit sera évoquée dans l'exemple de collision $Pb + U$ à la fin de la première partie.

2.2. théorie de la perturbation au premier ordre

L'amplitude de transition d'un état initial i avec énergie E_i , spin I_i et projection M_i à l'état final f est ici :

$$a_{I_f M_f, I_i M_i} = \frac{1}{i\hbar} \int_{-\infty}^{\infty} \langle I_f M_f | V(t) | I_i M_i \rangle e^{\frac{i}{\hbar}(E_f - E_i)t} dt \quad (11)$$

développant $V(t)$ en moments multipolaires $\mathcal{M}(\Pi l, m)$, Π pour électrique E ou magnétique M :

$$a_{I_f M_f, I_i M_i} = \frac{4\pi Z_1 e}{i\hbar} \sum_{\Pi l m} \frac{(-1)^m}{2l+1} \langle I_f M_f | \mathcal{M}(\Pi l, -m) | I_i M_i \rangle S_{\Pi l m} \quad (12)$$

$S_{\Pi l m}$ sont les intégrales orbitales de Coulomb et contiennent la dynamique de la réaction; explicitement pour les excitations électriques :

$$S_{E l m} = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{Y_{lm}(\Theta(t), \Phi(t))}{r(t)^{l+1}} e^{i\omega t} dt \quad (13)$$

avec $\omega = (E_f - E_i)/\hbar$. Des formules analytiques pour le calcul de ces intégrales $S_{E l m}$ et $S_{M l m}$ dans un système de coordonnées spécifique sont données dans l'annexe A.

La probabilité d'excitation est :

$$P_{i \rightarrow f} = \frac{1}{2I_i + 1} \sum_{M_i, M_f} |a_{I_f M_f, I_i M_i}|^2 \quad (14)$$

L'information sur la structure nucléaire à extraire d'une mesure expérimentale d'excitation Coulombienne dans ce cadre est donc la somme des carrés des éléments de matrice de transition $\langle I_f M_f | \mathcal{M}(\Pi l, -m) | I_i M_i \rangle$. Remarque sur les électrons : Grâce à leur pénétration dans le noyau dans les diffusions élastiques et inélastiques, on teste la distribution de la charge et du courant du noyau ainsi que la distribution radiale des moments multipolaires de transition.

Généralement, on remplace les éléments de matrice de transition par l'élément de matrice réduit, appliquant le théorème de Wigner-Eckart :

$$\langle I_f M_f | \mathcal{M}(\Pi l, m) | I_i M_i \rangle = (-1)^{I_i - M_i} \begin{pmatrix} I_i & l & I_f \\ -M_i & m & M_f \end{pmatrix} \langle I_i || \mathcal{M}(\Pi l) || I_f \rangle \quad (15)$$

Introduisant les probabilités de transition réduites $B(\Pi l)$:

$$B(\Pi l) = \frac{1}{2I_i + 1} |\langle I_i || \mathcal{M}(\Pi l) || I_f \rangle|^2 \quad (16)$$

, la section efficace différentielle d'excitation Coulombienne s'écrit :

$$\frac{d\sigma^C}{d\Omega} = \frac{d\sigma^{Ruth}}{d\Omega} \frac{1}{2I_i + 1} \left(\frac{4\pi Z_1 e}{\hbar} \right)^2 \sum_{\Pi l m} \frac{B(\Pi l)}{(2l+1)^2} |S_{\Pi l m}|^2 \quad (17)$$

2.3. photons virtuels (équivalents, quasi-réels)

Après l'introduction des probabilités de transition reduites, le lien de l'excitation Coulombienne semiclassique en premier ordre de perturbation avec l'émission ou l'absorption d'un photon réel par le noyau devient évident. La section efficace de photo-absorption est habituellement exprimée de la façon suivante (voir aussi le cours de C. Leclercq-Willain) :

$$\sigma_{\gamma}^{\Pi l}(E_{\gamma}) = (2\pi)^3 (l+1)/((2l+1)!!)^2 \sum_f \rho_f(E_{\gamma}) k_{\gamma}^{2l-1} B(\Pi l, I_i \rightarrow I_f) \quad (18)$$

$\rho_f(E_{\gamma})$ est la densité des états finaux et $k_{\gamma} = E_{\gamma}/\hbar c$.

En substituant la probabilité de transition reduite dans l'équation 17, la section efficace d'excitation Coulombienne peut être exprimée en fonction de $\sigma_{\gamma}^{\Pi l}$:

$$\frac{d\sigma^C}{d\Omega} = \sum_{\Pi l} \int \frac{dE_{\gamma}}{E_{\gamma}} \frac{d\eta_{\Pi l}}{d\Omega}(E_{\gamma}) \sigma_{\gamma}^{\Pi l}(E_{\gamma}) \quad (19)$$

où $\frac{d\eta_{\Pi l}}{d\Omega}$ s'interprète comme la densité de photons virtuels par angle solide contenue dans l'impulsion électromagnétique (photons équivalents semble plus adapté dans le cas de collisions non-relativistes où la similitude avec des photons réels est du moins périphérique, mais cette expression est moins utilisée).

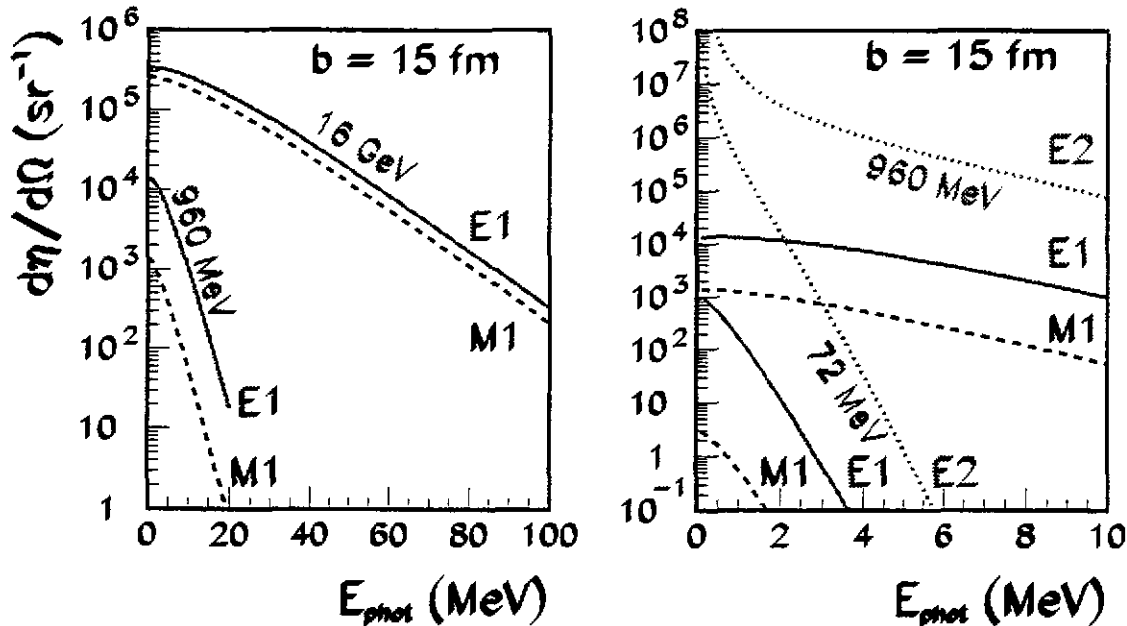


figure 3 : nombre de photons virtuels par angle solide vus par le projectile pour la collision $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ à différentes énergies incidentes.

La dépendance en énergie de la densité des photons virtuels E1, M1 et E2 pour une collision $^{16}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$ avec un paramètre d'impact de 15 fm est portée sur la figure 3 pour trois énergies différentes. Comme déjà remarqué dans l'introduction, le nombre de photons virtuels chute fortement avec l'énergie, surtout pour des petites vitesses, ce qui est la conséquence de la coupure adiabatique. On voit également une différence spectaculaire entre le nombre de photons virtuels de type E2 et E1, M1. Notamment des excitations quadrupolaire électrique

sont fortement favorisées dans l'excitation Coulombienne par rapport aux excitations dipolaires électrique et magnétique. Le rapport M1, E1 évolue avec l'énergie cinétique du projectile pour atteindre l'égalité à des énergies relativistes.

Cette sensibilité pour les différentes multipolarités dans l'excitation Coulombienne constitue une complémentarité intéressante avec la photo-absorption où l'excitation nucléaire. Elle peut par contre aussi être une source de complication, comme par exemple dans l'application astrophysique, ce qui sera développé dans la troisième partie de ce cours.

3. Expériences 1 : Energies sous-Coulombiennes

3.1. un "cas d'école"

Une des premières expériences d'excitation Coulombienne, qui a obtenu des résultats quantitatifs est l'excitation des deux premiers états excités du ^{19}F par des particules α de basse énergie [4]. Sherr, Li et Christy ont observé le rayonnement γ émis dans le bombardement d'une cible de CaF_2 par des α de 0.6 à 2.5 MeV. Les fonctions d'excitation mesurées pour le rayonnement γ de 109 keV et de 196 keV sont portées sur la figure 4 avec plusieurs courbes théoriques.

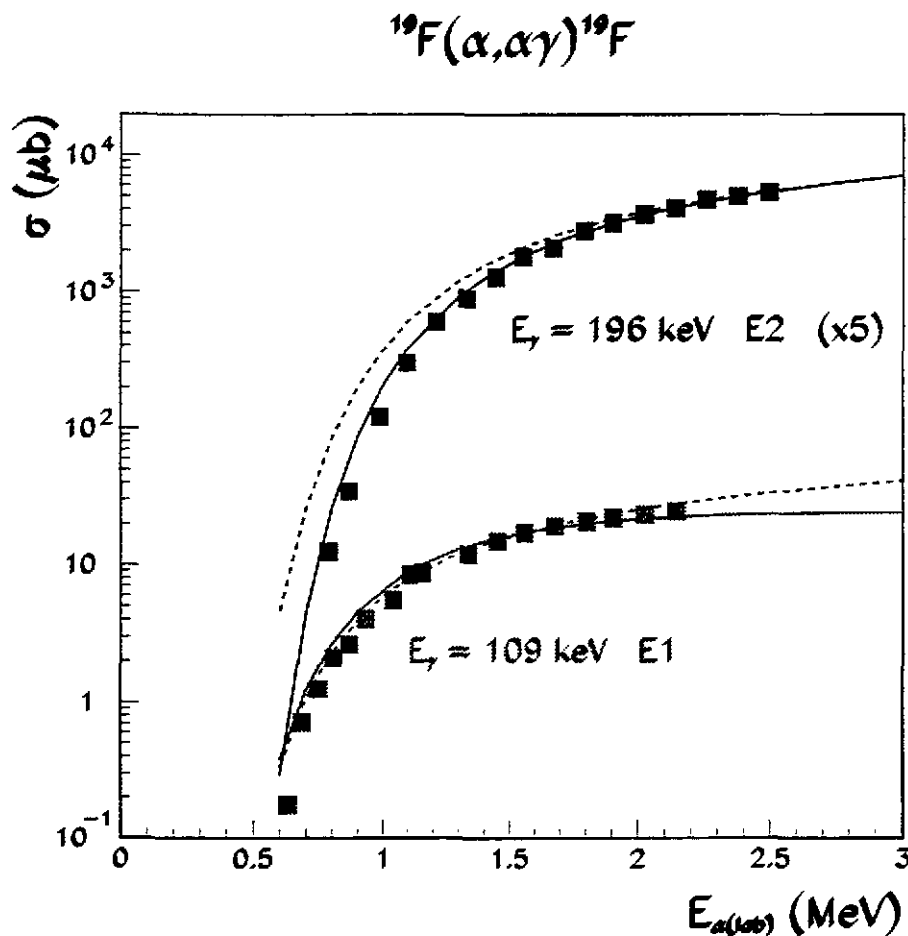


figure 4 : sections efficaces mesurées pour la production du rayonnement γ dans la réaction $\alpha + ^{19}\text{F}$ avec plusieurs courbes théoriques (voir texte).

Les probabilités d'excitation ici ne dépassant pas quelques promilles, toutes les courbes théoriques sont calculées avec l'approximation semiclassique en premier ordre de perturba-

tion. Pour la courbe en pointillé décrivant la section efficace de production du γ de 196 keV, la vitesse v_i a été utilisée dans le calcul des amplitudes de transition (Annexe A), tandis que la courbe en trait plein est le résultat utilisant la symétrisation des vitesses proposée par Alder et Winther. Les deux courbes décrivant les données pour $E_\gamma = 109$ keV sont calculées supposant une excitation E1 (trait plein) ou une excitation E2 (pointillé).

Cette figure illustre bien les possibilités et les limitations d'une fonction d'excitation $\sigma_\gamma(E_{cin})$. La pente au seuil de la réaction est typique de l'énergie d'excitation nécessaire pour la production d'un γ donné. La bonne description des points expérimentaux avec un calcul supposant $E_{if} = E_\gamma$ montre que les deux γ sont produits par une excitation directe vers des niveaux excités situés à 109 keV et 196 keV, respectivement. Toutefois, une distinction entre différentes multipolarités ne peut être obtenue qu'avec une grande précision sur la mesure de section efficace. Au delà des énergies mesurées, la formation du noyau composé devient importante et la réaction $^{19}\text{F} + \alpha \rightarrow ^{23}\text{Na}^* \rightarrow ^{19}\text{F} + \alpha + \gamma$ s'ajoute à l'excitation Coulombienne directe pour la production du rayonnement γ du ^{19}F . Souvent, la désignation des multipolarités est possible après des mesures de section efficace différentielle.

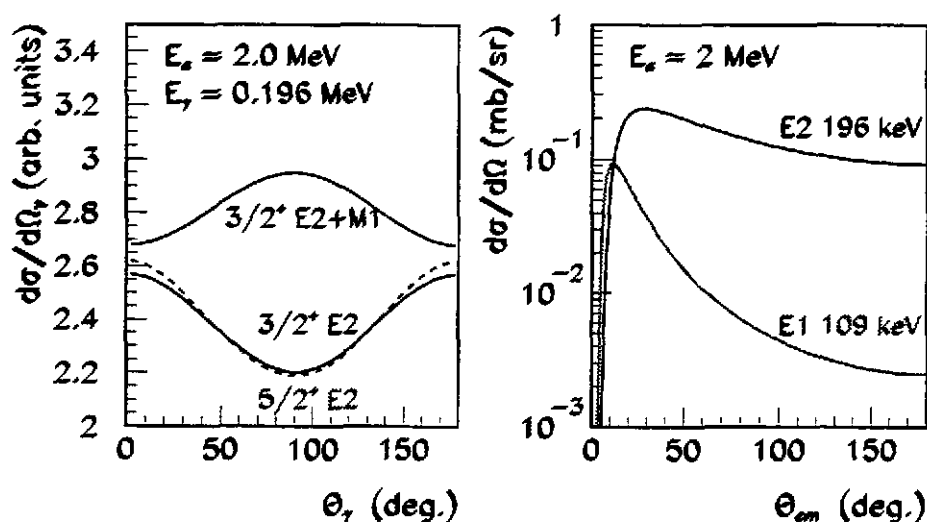


figure 5 : sections efficaces différentielles pour la réaction $^{19}\text{F}(\alpha, \alpha' \gamma)^{19}\text{F}$. Gauche : distribution angulaire γ pour une transition de type E2 deuxième niveau excité \rightarrow état fondamental supposant un spin de $3/2^+$ et de $5/2^+$ respectivement. La courbe marquée E2+M1 est calculée supposant une transition 10% E2 et 90% M1. Droite : Section efficace différentielle pour la diffusion inélastique sur le premier (109 keV) et deuxième niveau excité (196 keV) par excitation Coulombienne de type E1 et E2 respectivement.

Toujours, en détectant le rayonnement γ , la multipolarité de la *transition* γ peut être déduite d'une mesure de la distribution angulaire γ $d\sigma/d\Omega_\gamma$. La figure 5a montre trois distributions angulaires γ théoriques pour la transition 196 keV \rightarrow état fondamental en supposant une excitation de type E2. Une excitation de type M1 ou de multipolarité élevée (M2, E3, etc.) est exclue due à leur faible probabilité de transition et/ou section efficace, incompatible avec la section efficace expérimentale (plus de détails sur les probabilités de transition électromagnétique dans les noyaux sont donnés dans les cours de C. Leclercq-Willain et de M.G. Porquet). La différence entre une transition plutôt dipolaire, représentée par la courbe E2+M1 et une transition quadrupolaire (E2) est marquée et une simple mesure de rapport de section efficace, e.g. $90^\circ/180^\circ$ est souvent suffisante pour déterminer la multipolarité. Par contre, le spin du niveau excité n'a pas une grande influence sur la distribution angulaire γ . Un guide pour le calcul des

distributions angulaires γ est dans l'annexe B.

La détection des particules diffusées inélastiquement est un moyen de déterminer la multipolarité de l'excitation. Comme le montre figure 5b, la section efficace différentielle de diffusion inélastique $d\sigma/d\Omega$ est très différente pour une excitation E1 ou E2. Le maximum de la section efficace différentielle à petits angles de diffusion est en générale pointu pour les excitations dipolaires et moins pointu pour les excitations de multipolarité élevée.

3.2. déorientation

Pour un angle de diffusion proche de 180 degrés dans l'excitation Coulombienne d'un noyau pair-pair, le niveau excité est peuplé presque uniquement dans son sous-état magnétique $M_f = 0$. Cet alignement de spin du noyau de recul résulte dans une distribution angulaire γ très marquée et peut être utilisé pour sonder le champ extérieur subi par ce noyau ou, connaissant le champ extérieur de mesurer par exemple le moment magnétique du niveau excité. En effet, dans un champ magnétique extérieur B_{ext} , l'axe de spin du noyau suit un mouvement de précession autour de l'axe du champ magnétique avec la fréquence de Larmor. Cette précession induit un décalage de la distribution angulaire γ , dépendant de la durée de vie du niveau excité, son moment magnétique et B_{ext} .

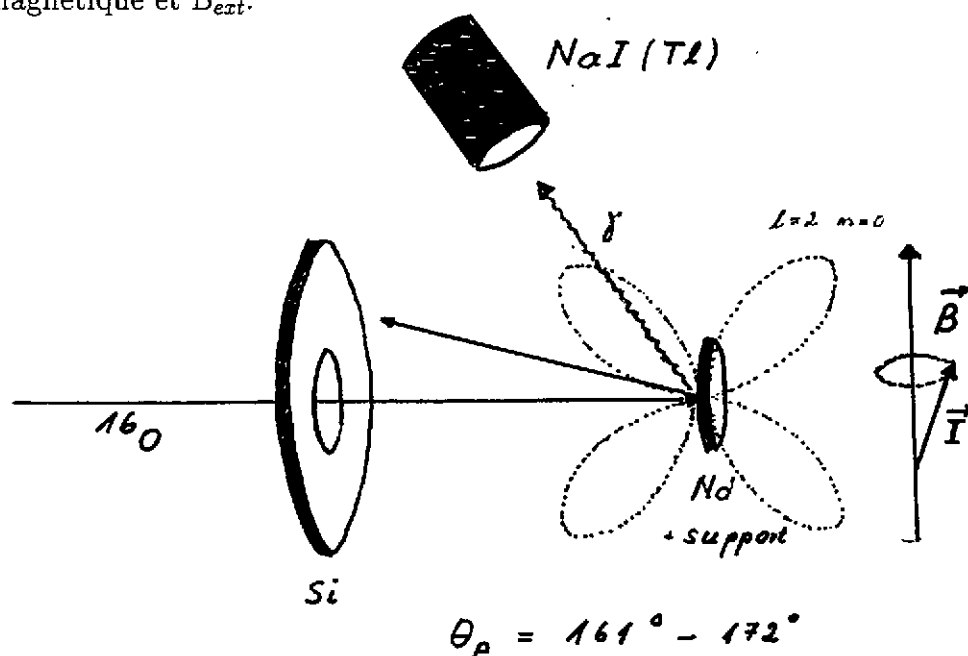


figure 6 : dispositif expérimental typique pour une expérience de déorientation. Les projectiles retrodiffusés sont détectés dans un détecteur Si annulaire, les rayons γ dans un cristal NaI(Tl). Le "papillon" représente une distribution angulaire γ E2 résultant d'un spin du noyau aligné sur le sous-état magnétique $m=0$.

Figure 6 montre un dispositif expérimental typique pour une telle mesure de déorientation. Dans l'expérience de Ben Zvi et al. [5], les rayons γ du niveau 2^+ de ^{148}Nd à 300 keV ont été détectés en coïncidence avec des projectiles ^{16}O retrodiffusés entre 161 et 172 degrés. Les noyaux de Nd reculent dans le support de la cible et, avec le demi-temps de vie de l'état 2^+ (78 ps), ont le temps de s'arrêter avant d'émettre le rayonnement γ . Une distribution angulaire γ mesurée pour un support de cuivre montre une distribution non-perturbée (fig 7a).

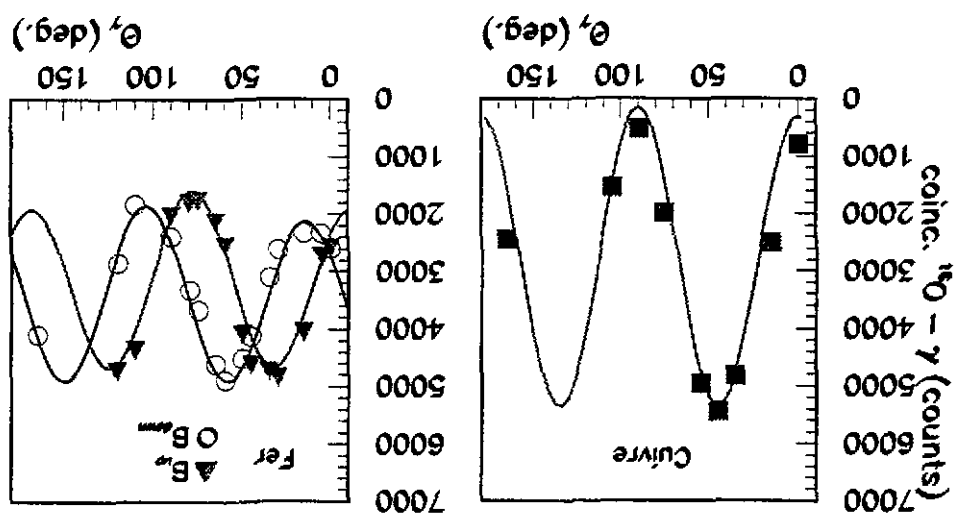


figure 7 : distributions angulaires du rayonnement γ en coïncidence avec des projectiles retrorédifusés pour la réaction $^{146}\text{Nd}(^{16}\text{O}, ^{15}\text{O})^{146}\text{Nd}$ à $E_{\text{inc}} = 35 \text{ MeV}$. Les données expérimentales sont de Ben Zvi et al. [5]. Gauche : avec un support de cuivre. La courbe est la distribution angulaire théorique sans effet de déorientation. Droite : avec un support de fer et deux orientations d'un champ magnétique appliqué. Les courbes sont des ajustements tenant compte d'un décalage angulaire et d'un amortissement de l'amplitude d'oscillation dus à l'effet de déorientation.

Utilisant un support de fer avec un champ extérieur appliqué B_z , les distributions sont décalées (fig 7b), indiquant la précession de l'axe de spin du niveau excité. Des mesures du facteur gyromagnétique des premiers états excités 2^+ d'une série d'isotopes sont une application typique de ces études. L'avantage de l'excitation Coulombienne aux énergies sous-Coulombiennes par rapport à e.g. l'excitation nucléaire est la très bonne connaissance de l'interaction électromagnétique permettant le calcul théorique de la distribution angulaire γ et une quasi-absence d'autres réactions produisant de rayons γ indésirables. Un autre avantage sont des sections efficaces confortables même aux grands angles de diffusion. Dans cette réaction, les probabilités d'excitation avec des ^{16}O de 35 MeV atteignent environ 15% ($d\sigma/d\Omega \approx 40 \text{ mb/sr}$ aux angles considérés), mais pour le calcul de distribution angulaire γ , un traitement en premier ordre de perturbation donne toujours une bonne description.

3.3. théorie de la perturbation au deuxième ordre

Dans le cas où les probabilités d'excitation excèdent une dizaine de pourcent ou pour des excitations directes qui sont impossibles ($0^+ \rightarrow 0^+$) ou très faibles (multipolarités élevées), l'absorption de deux photons dans la collision peut devenir importante. Un état final peut maintenant être atteint par l'excitation d'un état intermédiaire suivi d'une autre excitation par absorption d'un deuxième photon. L'état intermédiaire peut aussi être situé énergétiquement plus haut que l'état final, comme indiqué sur la figure 8. Là, la deuxième transition est l'émission induite d'un photon virtuel.

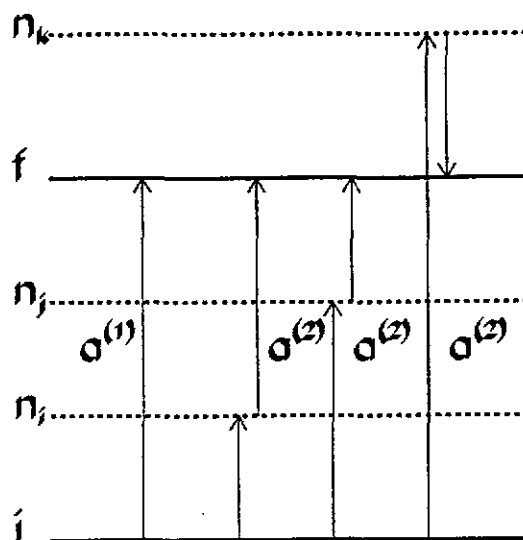


figure 8 : exemple de schéma de niveau et amplitudes de transition en premier ($a^{(1)}$) et deuxième ordre ($a^{(2)}$) de perturbation pour l'excitation du niveau f .

Strictement, l'amplitude de transition $a^{(2)}$ est par conséquent une somme sur tous les états intermédiaires possibles n :

$$a_{I_f M_f I_i M_i}^{(2)} = \left(\frac{1}{i\hbar}\right)^2 \sum_n \int_{-\infty}^{\infty} \langle I_f M_f | V(t) | I_n M_n \rangle e^{i\omega_{fn}t} dt \quad (20)$$

$$\int_{-\infty}^t \langle I_n M_n | V(t') | I_i M_i \rangle e^{i\omega_{ni}t'} dt'$$

La structure des intégrales étant la même qu'en premier ordre, leur évaluation peut se faire avec les fonctions de l'annexe A. L'amplitude totale est la somme des amplitudes en premier et deuxième ordre :

$$a = a^{(1)} + a^{(2)} \quad (21)$$

La probabilité de transition comporte les trois termes :

$$P = P^{(1)} + P^{(1,2)} + P^{(2)} \quad (22)$$

C'est l'interférence entre les deux amplitudes, qui peut dans certains cas fournir des informations nouvelles - non accessibles en premier ordre de perturbation - sur la structure des noyaux, comme par exemple la mesure d'un moment quadrupolaire statique d'un niveau excité.

3.3.1. effet d'un moment quadrupolaire statique: réorientation

Prenons un système simple de deux états, un niveau fondamental 0^+ et un premier niveau excité 2^+ appartenant à une bande vibrationnelle ou rotationnelle, une situation qui prévaut dans les noyaux pair-pair. En premier ordre de perturbation, la probabilité d'excitation Coulombienne est proportionnelle à la probabilité de transition réduite $B(E2)$, ou au carré de l'élément de matrice réduit de transition $\langle 2 || \mathcal{M}(E2) || 0 \rangle := M_{02}$. La section efficace n'est alors sensible ni au type de bande ni au signe de l'élément de matrice. Cette situation change si on inclut l'effet de réorientation, qui n'est d'autre qu'une transition d'un sous-état magnétique du niveau excité vers un autre sous-état du même niveau intervenant après l'excitation du niveau dans un premier temps.

L'amplitude $a^{(2)}$ contient l'élément de matrice $\langle 2 || \mathcal{M}(E2) || 2 \rangle := M_{22}$, qui est proportionnelle au moment quadrupolaire statique ou déformation du niveau excité Q_2 :

$$\langle 2 || \mathcal{M}(E2) || 2 \rangle = \sqrt{\frac{7}{90}} \frac{Z_1 e}{\hbar v} Q_2 \quad (23)$$

La probabilité d'excitation P par l'interférence des amplitudes $a^{(1)} \propto M_{02}$ et $a^{(2)} \propto M_{02} M_{22}$ devient alors sensible à cette déformation quadrupolaire électrique du noyau ainsi qu'à son signe. L'effet d'un tel moment quadrupolaire sur la probabilité d'excitation est illustré sur la figure 9.

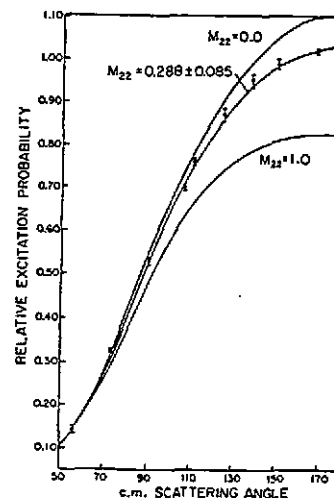
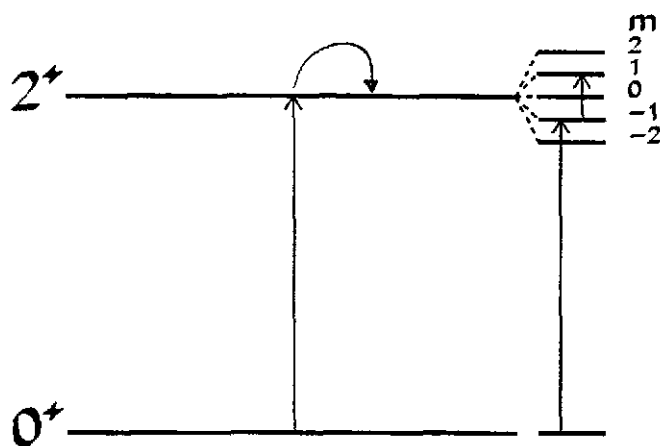


figure 9 : probabilité d'excitation du niveau 2^+ à 847 keV du ^{56}Fe en fonction de l'angle de diffusion du projectile ^{16}O à $E_{16\text{O}} = 25$ MeV (figure de Thomson, Scharenberg et Lutz [6]).

3.4. excitation multiple

Pour les bandes rotationnelles dans les noyaux lourds avec déformation conséquente, les probabilités d'excitation Coulombienne peuvent facilement dépasser l'unité. Une des bandes les plus étudiées par l'excitation Coulombienne est la bande rotationnelle fondamentale de l'uranium-238. Les projectiles utilisés couvrent presque tout le domaine des masses des noyaux, allant de l'hélium-4 jusqu'au plomb-208. Aux angles de diffusion s'approchant les 180° , les probabilités sont de l'ordre de 10% pour ^4He à 4.2 MeV per nucléon et franchissent déjà l'unité pour les projectiles plus lourds que ^{16}O à environ 4 MeV per nucléon.

L'absorption de plusieurs photons virtuels dans la collision devient alors très probable et des états de haut spin de la bande rotationnelle sont accessibles par cette excitation multiple. Il n'est alors plus possible d'utiliser la théorie de la perturbation et un calcul plus compliqué d'excitation multiple en canaux couplés est indispensable. La théorie est développée dans Alder et Winther [1] et on trouve un programme Fortran d'excitation multiple en canaux couplés basé sur l'approche semiclassique dans [7].

Dans une expérience avec des projectiles de ^{208}Pb à $E/A = 5.3$ MeV bombardant une cible de ^{238}U , effectuée au GSI Darmstadt, la bande rotationnelle fondamentale de ^{238}U a pu être peuplée jusqu'au spin 28^+ (éventuellement 30^+) [8], obtenant la série complète des probabilités de transition réduite $B(E2, i \rightarrow f)$ de $0^+ - 2^+$ jusqu'à $26^+ - 28^+$ ($28^+ - 30^+$). Un des résultats importants de cette étude a été la confirmation d'un comportement du noyau en rotateur rigide pour toute la bande. Un spectre obtenu dans cette expérience est porté sur la figure 10.

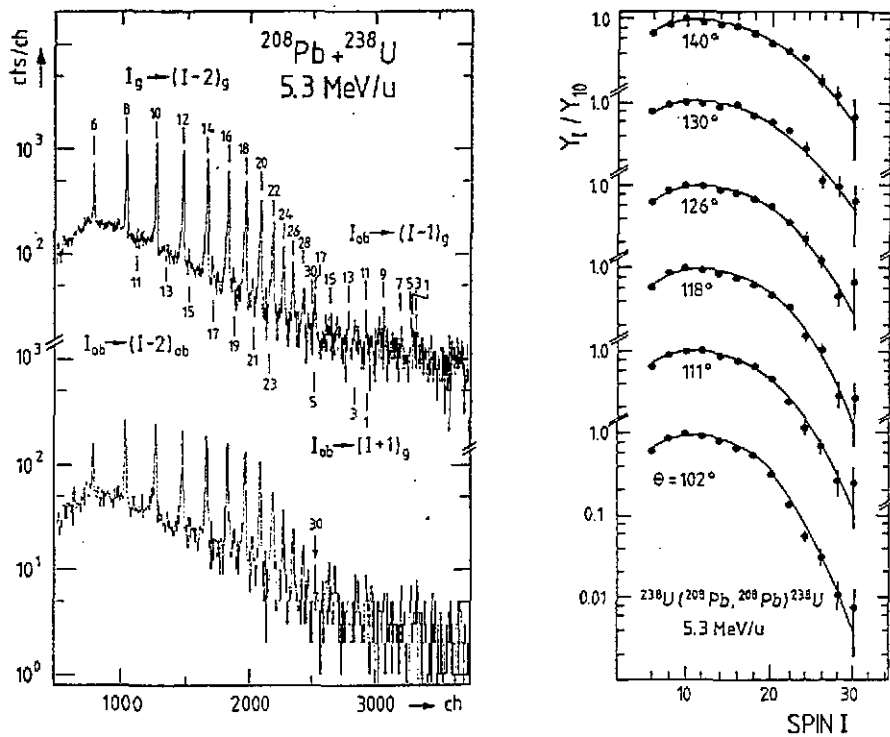


figure 10 : spectre γ expérimental avec : transitions γ de la bande rotationnelle fondamentale ($I_g \rightarrow (I-2)_g$), transitions de la bande octupolaire ($I_{ob} \rightarrow (I-2)_{ob}$), et transitions inter-bande ($I_{ob} \rightarrow (I\pm 1)_g$). Droite : taux de transition γ $I \rightarrow I-2$ relative à $10^+ \rightarrow 8^+$ dans la bande fondamentale en fonction du spin I du niveau excité.

4. Expériences 2: énergies intermédiaires

A des énergies incidentes supérieures à la barrière Coulombienne l'interaction nucléaire entre en compétition avec l'interaction électromagnétique. Cela se traduit par une déviation de la trajectoire Rutherford pour des petits paramètres d'impact et par l'interférence entre l'excitation Coulombienne et l'excitation nucléaire. L'interaction nucléaire étant plus forte que l'interaction électromagnétique, l'étude des réactions de type diffusion inélastique en terme d'excitation Coulombienne n'est généralement plus adéquate.

Néanmoins, pour des collisions entre ions lourds, il existe souvent un domaine d'angles de diffusion où l'interaction Coulombienne domine sur l'interaction nucléaire. Il est clair que pour les paramètres d'impact b plus grand que la somme des deux rayons nucléaires (voir chapitre 2.1), l'interaction Coulombienne est la seule force entre les noyaux. Les angles de diffusion correspondante sont décrits par les propriétés de la trajectoire Rutherford. Qualitativement l'évolution des probabilités d'excitation Coulombienne peut être compris par le contenu en photons virtuels de l'impulsion. Pour un b très grand à limite adiabatique, la probabilité est quasiment nulle et elle augmente quand les paramètres d'impact diminuent à cause de la diminution de la durée de l'impulsion contenant alors de plus en plus de photons virtuels de haute fréquence. Traduit en angle de diffusion, la probabilité et la section efficace d'excitation Coulombienne augmentent presque exponentiellement pour de très petites angles de diffusion jusqu'à ce que le paramètre d'adiabaticité (éq. 1) devient plus grand que l'unité et plus doucement après jusqu'à un angle, où l'absorption devient importante. Cet angle est appelé angle d'effleurement ("grazing angle" en Anglais), défini grossièrement par l'angle à lequel la section efficace de diffusion élastique a chuté à $1/e$ de la section efficace Rutherford.

Pour des paramètres d'impact avec légère interpénétration des distributions de densité, répulsion Coulombienne et attraction nucléaire déterminent la trajectoire, détruisant alors la correspondance directe entre paramètre d'impact et angle de diffusion. Ce sont ces trajectoires

où l'excitation nucléaire et l'excitation Coulombienne sont généralement à leur maximum et interfèrent, les angles de diffusion se situant légèrement au dessous de l'angle d'effleurement. Pour des paramètres d'impact encors plus petit, l'interaction nucléaire conduit le plus souvent à des réactions plus complexes, détruisant l'identité de l'un ou des deux noyaux incidents, ici désigné par l'absorption. Figure 11 illustre très schématiquement ces processus.

$E/A \sim 5 - 200 \text{ MeV}$

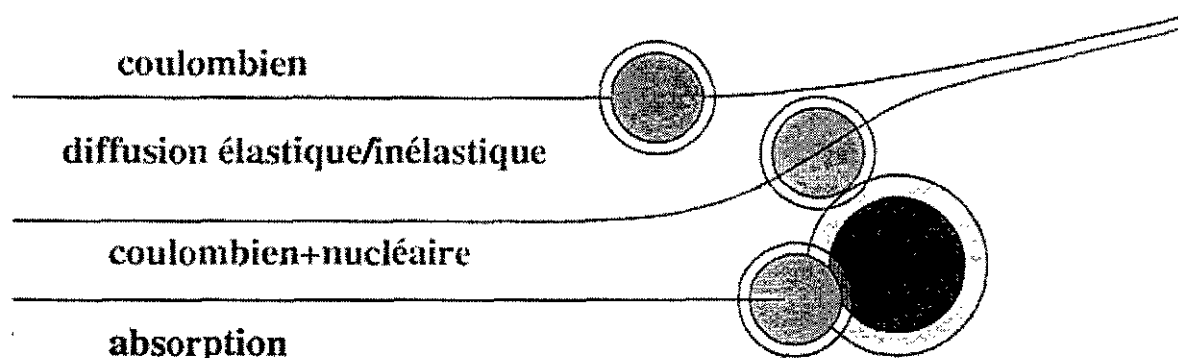


Figure 11 : collisions entre ions lourds

Une bonne description de ces collisions est normalement obtenue par le modèle optique des réactions nucléaires, en analogie avec la diffusion de lumière sur un disque absorbant. Le potentiel d'interaction $V_{1,2}$ entre les deux noyaux est en conséquence décrit par un potentiel réel V_0 et imaginaire W , représentant un indice de refraction complexe. S'ajoutent le terme Coulombien V_C et éventuellement d'autres termes comme un potentiel spin-orbite V_{LS} :

$$V_{1,2}(r) = V_0 f(r) + iW f(r) + V_C f_c(r) + V_{LS} 1/r df(r)/dr LS + \dots \quad (24)$$

La détermination des paramètres du potentiel optique nécessiterait un cours entier, disons seulement qu'on utilise souvent un potentiel phénoménologique avec $f(r)$ en forme de Woods-Saxon, et qu'on ajuste des paramètres pour reproduire des données expérimentales: sections efficaces différentielles de diffusion élastique et inélastique dominant pour les études de collisions entre ions lourds. Des potentiels semi-microscopiques construits par convolution des distributions de nucléons de deux noyaux avec une force effective nucléon-nucléon sont une autre méthode souvent utilisée. Le traitement le plus complet des réactions nucléaires aux énergies intermédiaires est donné par Satchler [9].

A une énergie typique de beaucoup de grands accélérateurs d'ions lourds (GANIL, MSU, Riken) de 50 MeV par nucléon, l'angle d'effleurement se situe à environ 6 degrés, au delà les sections efficaces de diffusion élastique et inélastique chutent rapidement. Pour une excitation $0^+ \rightarrow 2^+$ de type collectif, le rapport approximatif entre la section efficace Coulombienne intégrée jusqu'à l'angle d'effleurement et la section efficace nucléaire pour plusieurs projectiles incidents sur une cible de ^{208}Pb est portée sur la figure 12.

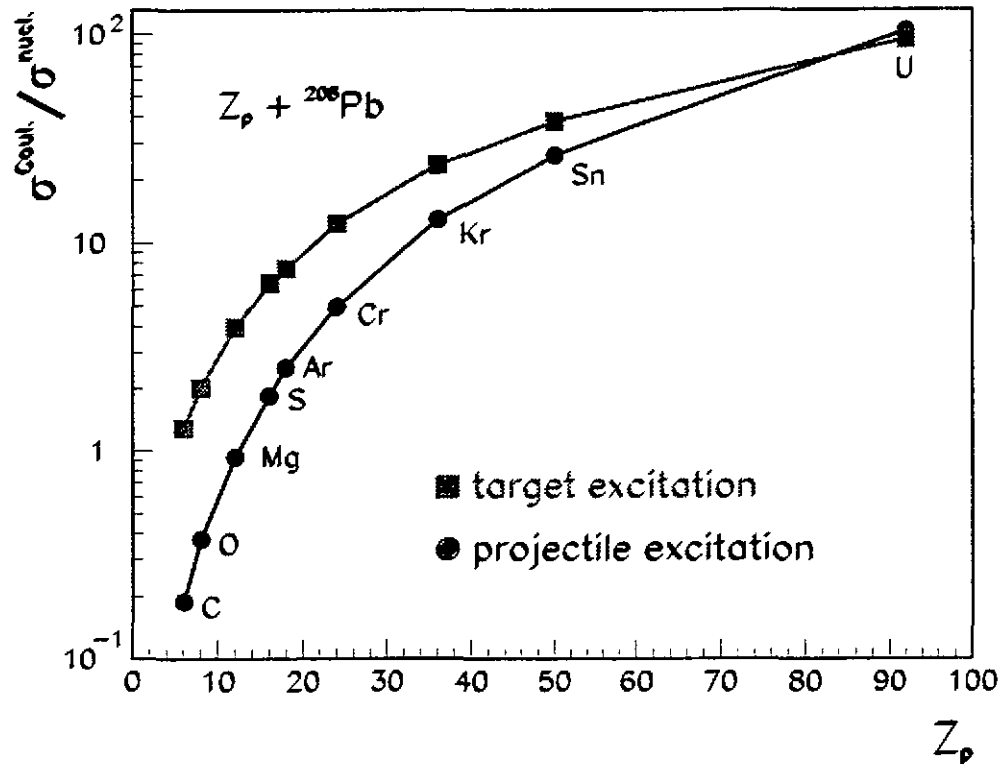


figure 12 : rapport des sections efficaces Coulombienne/nucléaire pour l'excitation $E2/\lambda = 2$ d'un hypothétique état collectif à 1 MeV d'énergie d'excitation pour des collisions d'un projectile de charge Z_p avec une cible de ${}^{208}\text{Pb}$ à $E/A = 50$ MeV. La section efficace Coulombienne est l'intégrale de la section efficace théorique semiclassical en premier ordre de perturbation jusqu'à l'angle d'effleurement ($\approx 6^\circ$). L'estimation de la section efficace d'excitation nucléaire a été obtenue par un calcul quantique DWBA (code Eic94 [10]) avec un set de paramètres du potentiel optique commun pour tous les systèmes.

Si on s'intéresse particulièrement à l'excitation du projectile - cinématique obligée pour l'étude des noyaux exotiques -, l'interprétation des diffusions inélastiques nécessite la prise en compte de l'excitation nucléaire pour les projectiles plus légers que soufre.

4.1. expériences récentes avec faisceaux radioactifs

Depuis une dizaine d'années, des faisceaux radioactifs sont disponibles dans plusieurs accélérateurs d'ions lourds. La technique la plus souvent utilisée est la fragmentation d'un faisceau primaire de l'ordre de 50 MeV à environ 1 GeV par nucléon incident sur une cible primaire épaisse. Les produits de fragmentation sont ensuite triés par un ensemble d'éléments ion-optique et envoyés sur une cible de réaction. On peut ainsi produire des faisceaux secondaires d'ions instables de très courte durée de vie ($\tau_{\text{min}} \approx 0.1 \mu\text{s}$) à une énergie typique de 50 MeV par nucléon et d'intensité allant de quelques dizaines à quelques 10^6 particules par seconde. Grâce à des sections efficaces élevées, l'excitation Coulombienne E2 des premiers états excités est pour de telles intensités une des premières réactions utilisées pour l'étude de ces noyaux exotiques.

4.1.1. ${}^{32}\text{Mg}$

L'excitation du premier niveau 2^+ de ${}^{32}\text{Mg}$ à 885 keV a été observée dans une expérience à Riken avec un faisceau secondaire de ${}^{32}\text{Mg}$ d'énergie $E/A = 49.2$ MeV incident sur une cible de ${}^{208}\text{Pb}$ [11]. Des rayonnements γ de la transition 2^+ , 885 keV $\rightarrow 0^+$ g.s. ont été détectés par

un ensemble de 60 scintillateurs NaI(Tl) entourant la cible, en coïncidence avec des projectiles diffusés. Dans cette expérience un faisceau d'environ 300 projectiles par seconde (!) était suffisant pour permettre une extraction du $B(E2)$ dû à des sections efficaces différentielles élevées autour de 10 b/sr (!) (fig. 13).

Une probabilité de transition réduite $B(E2, 0^+ \rightarrow 2^+)$ de $454 \pm 78 \text{ e}^2 \text{ fm}^4$ a été extraite de la mesure, ce qui représente 15 unités de Weisskopf pour la transition $2^+ \rightarrow 0^+$. Une telle collectivité est rencontrée uniquement dans les bandes rotationnelles et dans cette hypothèse les auteurs ont déduit un paramètre de déformation $\beta_2 \approx 0.5$ du ^{32}Mg , dépendant légèrement du potentiel optique utilisé pour le calcul des sections efficaces (par contre, voir le cours de M.G. Porquet pour une discussion du passage du $B(E2)$ au β_2). Ce résultat indique fortement une disparition de la fermeture de couche à $N=20$ pour les noyaux très riches en neutron.

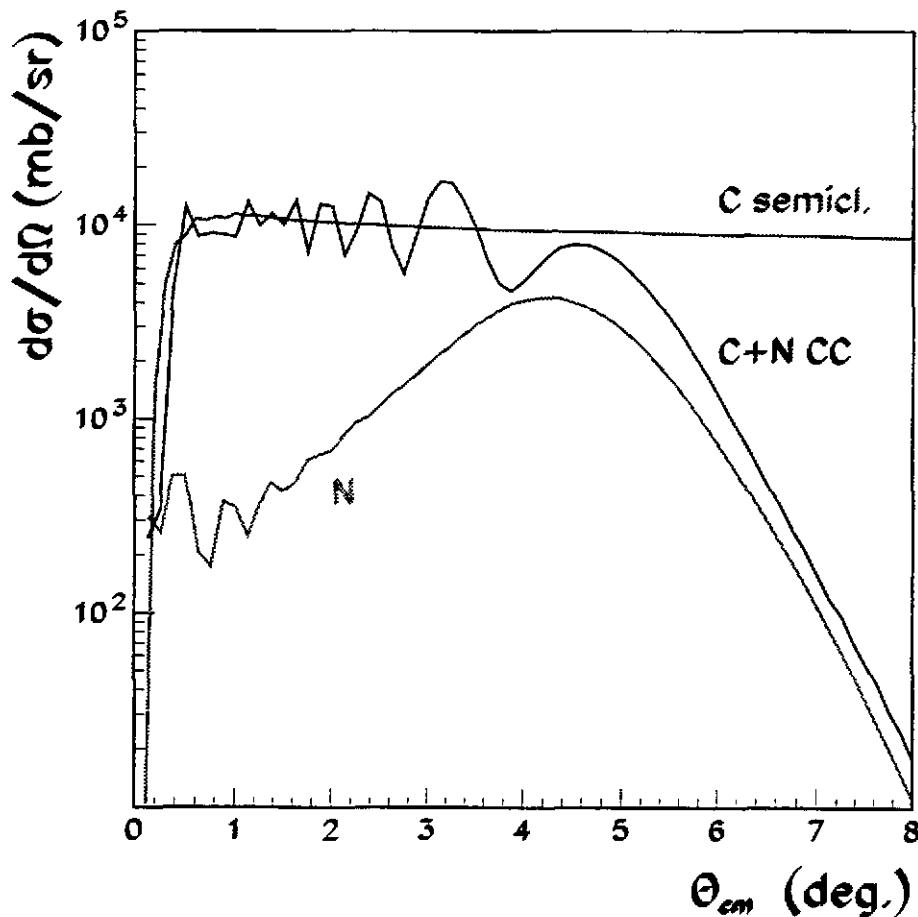


figure 13 : section efficace différentielle de la réaction $^{208}\text{Pb}(^{32}\text{Mg}, ^{32}\text{Mg}_{0.885}^*)^{208}\text{Pb}$ à $E/A = 49.2 \text{ MeV}$. Les courbes "N" et "C+N CC" viennent d'un calcul quantique en canaux couplés pour l'excitation nucléaire pure et l'excitation Coulombienne et nucléaire respectivement. La courbe "C semicl." est le résultat d'un calcul semiclassique pour l'excitation Coulombienne sans interaction nucléaire.

Une source d'incertitude pour l'extraction du $B(E2)$ dans cette réaction est, comme indiqué plus haut l'influence de l'interaction nucléaire. Un calcul complet des amplitudes de transition incluant l'interaction nucléaire et Coulombienne donne la section efficace différentielle inélastique portée sur la figure 13. Cette distribution angulaire montre clairement le domaine

d'angles où l'excitation Coulombienne domine et l'effet d'absorption à des angles supérieurs à 5-6 degrés par comparaison avec un calcul semiclassique sans interaction nucléaire. Le dispositif dans l'expérience étant principalement sensible à des angles de diffusion entre 0.3 et 4 degrés, la section efficace est toujours dominée par l'excitation Coulombienne, et les incertitudes sur la partie nucléaire n'affectent pas trop l'interprétation. C'est un constat basé sur la similitude des potentiels optiques entre ions lourds pour noyaux stables et exotiques, ce qui reste à démontrer, et une extraction plus précise que 15% des probabilités de transition réduite est suspendue à de telles études.

Une mesure directe de la déformation statique du ^{32}Mg pourrait être obtenue dans un futur proche par une mesure de réorientation comme c'était présenté au chapitre 3.3.1. Les énergies intermédiaires n'étant pas bien adaptées à ces études à cause de l'interaction nucléaire et des probabilités d'excitation faibles ($P < 5\%$ à $E/A = 50$ MeV pour le 2^+ du ^{32}Mg), une mesure aux énergies sous-Coulombiennes doit alors attendre des nouveaux accélérateurs d'ions radioactifs comme Rex-Isolde au Cern et Spiral au Ganil. Les sections efficaces théoriques pour l'excitation des niveaux 2^+ et 4^+ à $E/A = 4$ MeV, supposant un modèle vibrationnelle ($M_{22} = 0.$) ou un modèle de rotateur rigide ($M_{22} = -1.2 M_{02}$) pour ^{32}Mg , sont portées sur la figure 14. La différence est nette aux angles de retrodiffusion, mais il faudrait alors un faisceau de l'ordre de 10^5 particules par seconde pour permettre une mesure suffisamment précise de ces distributions angulaires.

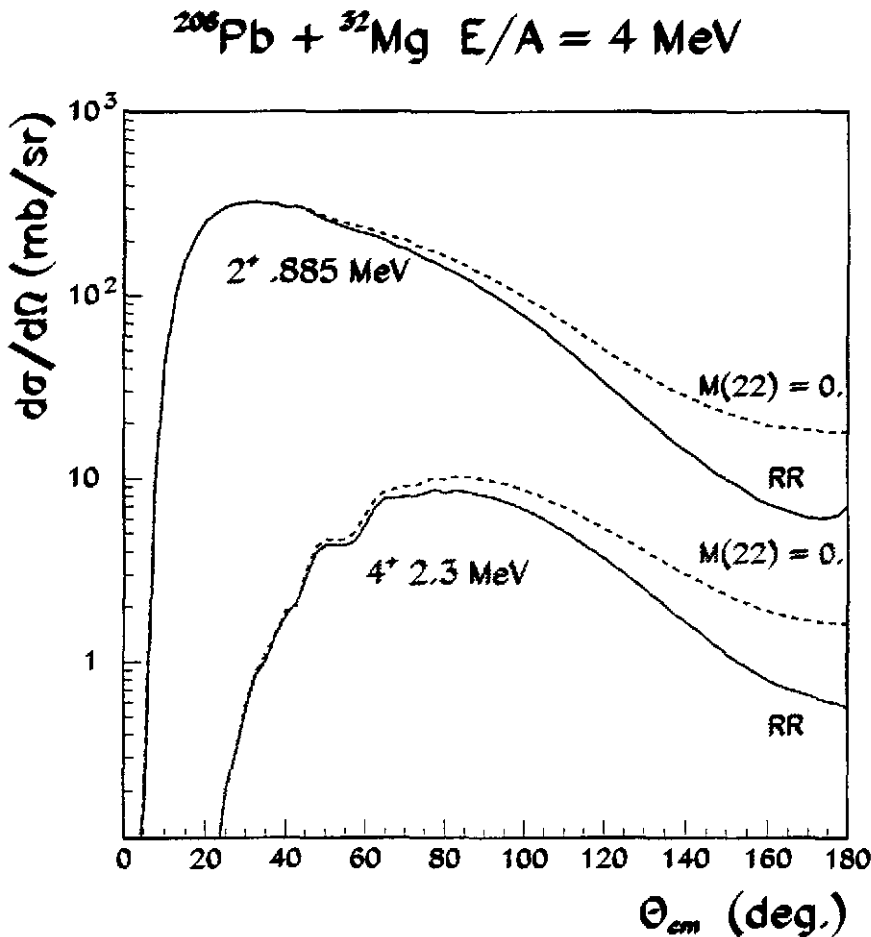


figure 14 : sections efficaces différentielles de la réaction $^{208}\text{Pb}(^{32}\text{Mg}, ^{32}\text{Mg}_{I_f}^+)^{208}\text{Pb}$ à $E/A = 4$ MeV, I_f étant 2^+ , 0.885 MeV et 4^+ , 2.3 MeV (transition γ mise en évidence récemment au Ganil [12]) respectivement pour deux modèles sur la structure de ^{32}Mg .

4.1.2. ^{68}Ni , ^{44}S et autres

Le principe pour toutes les études d'excitation Coulombienne des noyaux radioactifs - excitation E2 au premier 2^+ pour les noyaux pair-pair et aussi excitations E2 pour quelques noyaux impairs, étude de la disparition des fermetures de couches/apparition de nouvelles fermetures de couche - était le même jusqu'à maintenant, je me concentrerai sur les aspects expérimentaux. Un défi expérimental majeur est la détection du rayonnement γ émis par des ions de vitesse élevée. Elle est de l'ordre de $0.3 c$ pour $E/A = 50 \text{ MeV}$. L'énergie E_γ dans le laboratoire varie approximativement comme $E_\gamma = E_0 (1 + \beta \cos(\Theta_\gamma))$, E_0 étant l'énergie de transition et Θ_γ l'angle entre le rayon γ et le projectile au laboratoire.

La correction de l'effet Doppler est alors une nécessité pour pouvoir extraire le pic d'une transition γ . Ce problème est résolu dans des différentes expériences effectuées par une détermination précise de l'angle Θ_γ grâce à une granularité importante du dispositif à Riken (60 scintillateurs), par une mesure de la position d'impact du rayon γ sur le scintillateur au MSU et par l'utilisation de détecteurs clover avec segmentation électronique supplémentaire au Ganil. L'effet de la détermination précise de Θ_γ est illustré pour le dispositif Ganil sur la figure 15.

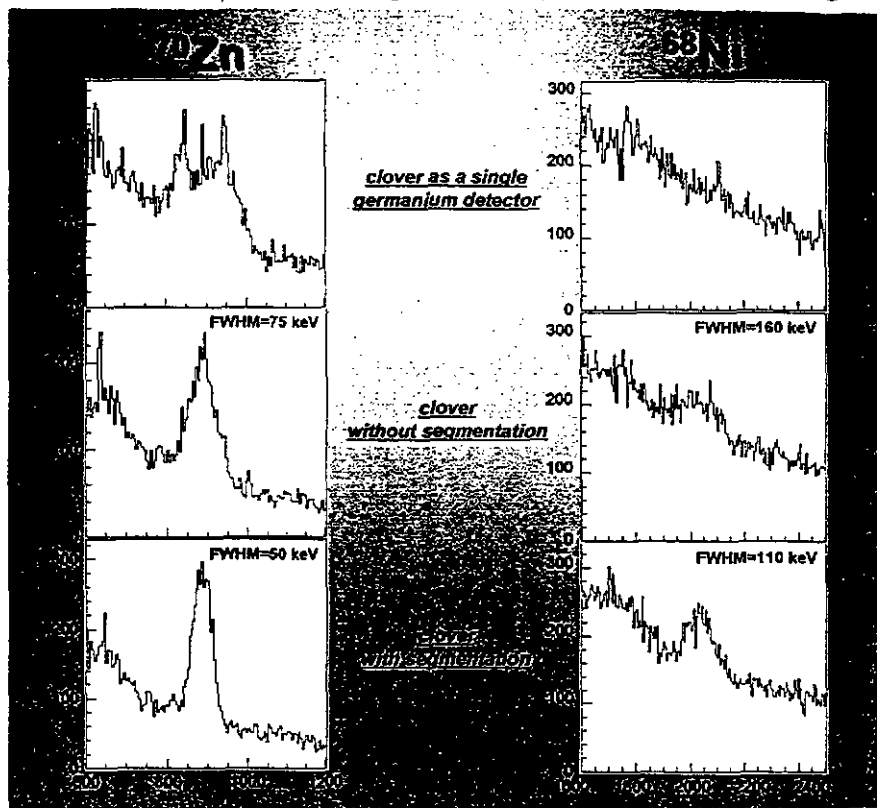


figure 15 : détails de spectres γ corrigés d'effet Doppler de l'expérience E283a au Ganil de l'excitation Coulombienne des noyaux ^{70}Zn et ^{68}Ni à $E/A = 40 \text{ MeV}$, supposant plusieurs conditions d'analyse (figure fournie aimablement par S. Leenhardt).

4.2. noyaux à halo et soft dipole resonance

Apart les particularités définissant un noyau à halo - grande extension spatiale de la fonction d'onde d'un ou deux neutrons (evtl. protons) en dehors du coeur et faible énergie de liaison -, la présence d'une résonance dipolaire à basse énergie d'excitation (résonance pygmée ou soft dipole resonance) a été proposée pour expliquer les section efficaces de dissociation de ces noyaux $d\sigma_D/dE_x$. Cette résonance dipolaire pourrait s'interpréter comme l'oscillation du coeur de e.g. ^9Li (^{10}Be) par rapport aux neutrons (au neutron) du halo. La force de rappel étant fourni seulement par un ou deux nucléons faiblement liés, contrairement aux résonances géantes

où tous les neutrons oscillent contre tous les protons, l'énergie d'excitation se trouve alors à relativement basse énergie.

Si on fragmente un noyau à halo avec une énergie intermédiaire sur des noyaux cible lourds, la dissociation est principalement due à l'interaction électromagnétique. En fait, il s'agit simplement d'une excitation Coulombienne dans un état (ou dans le continuum) d'énergie supérieure à l'énergie de liaison du noyau. La décroissance se fait alors par décroissance d'un ou plusieurs particules. La même constatation est aussi vraie pour la résonance géante, qui décroît principalement par émission d'un ou plusieurs neutrons.

Dans ces cas de noyaux à halo et de résonances géantes, les probabilités d'excitation sont faibles aux énergies intermédiaires et la section efficace différentielle $d\sigma_D/dE_x$ est directement liée à la densité de probabilité de transition réduite ("dipole strength function") $dB(E1)/dE_x$ (eq. 17). Cette "strength function" représente un maximum autour de 1 MeV pour le ^{11}Li et le ^{11}Be avec une forme vaguement Gaussien d'une largeur d'environ 0.7 MeV. Avec cette largeur la durée de vie τ de la résonance serait d'environ 10^{-21} s.

Une preuve directe de l'existence de cette résonance est la mesure de sa durée de vie en utilisant l'effet de post-accelération, illustré sur figure 16: l'excitation Coulombienne se fait avec la plus grande probabilité à proximité du noyau cible. Si la dissociation se fait instantanément, le coeur de ^9Li se trouve dans le champ électrique du ^{208}Pb et sera accéléré par le potentiel Coulombien tandis que les neutrons gardent en moyenne la vitesse du ^{11}Li lors de la rupture. La vitesse asymptotique moyenne mesurée dans les détecteurs est dans ce cas supérieure pour le ^9Li par rapport aux neutrons. Une hypothétique résonance par contre décroirait loin du ^{208}Pb (≈ 75 fm) pour les conditions de figure 16, et l'effet de post-accelération serait beaucoup plus faible.

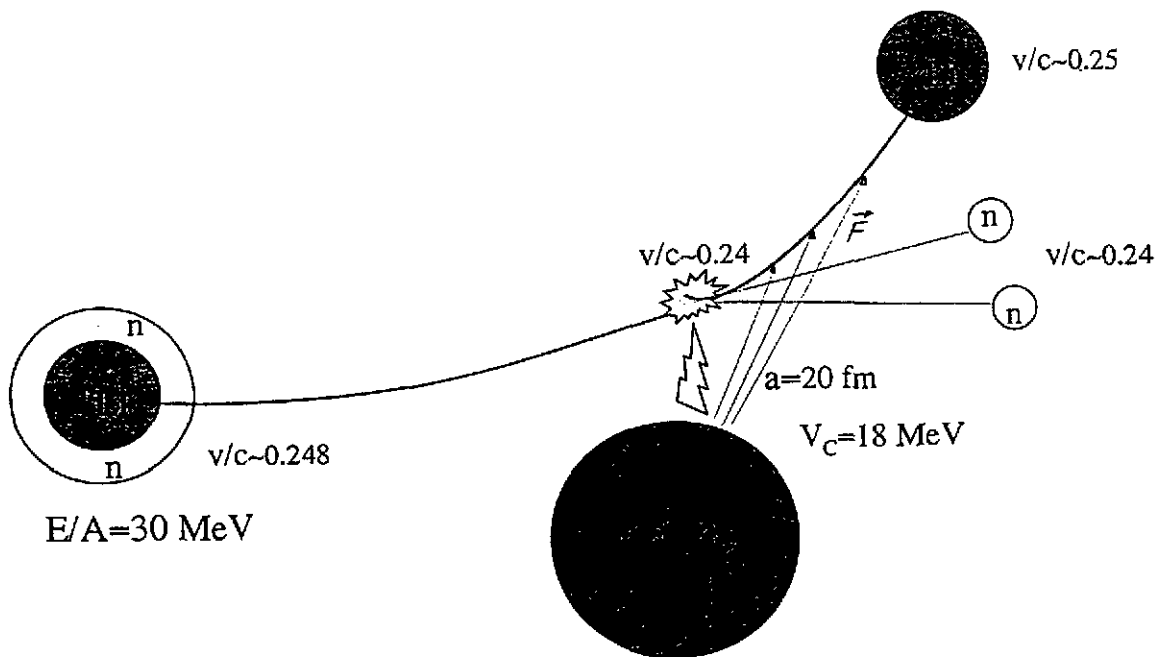


Figure 16 : illustration de l'effet de l'accélération différentielle de neutrons et de ^9Li après dissociation à la distance d'approche minimale du ^{11}Li dans le champ électrique du noyau cible ^{208}Pb .

De telles mesures ont été faites pour le ^{11}Li (fig. 17) et le ^{11}Be . Le résultat pour ces noyaux est clair: la différence des vitesses moyennes coeur/neutrons est compatible avec une dissocia-

tion instantanée, incompatible avec une résonance. Les distributions des vitesses s'expliquent simplement par une distribution suivant l'espace de phase des fragments.

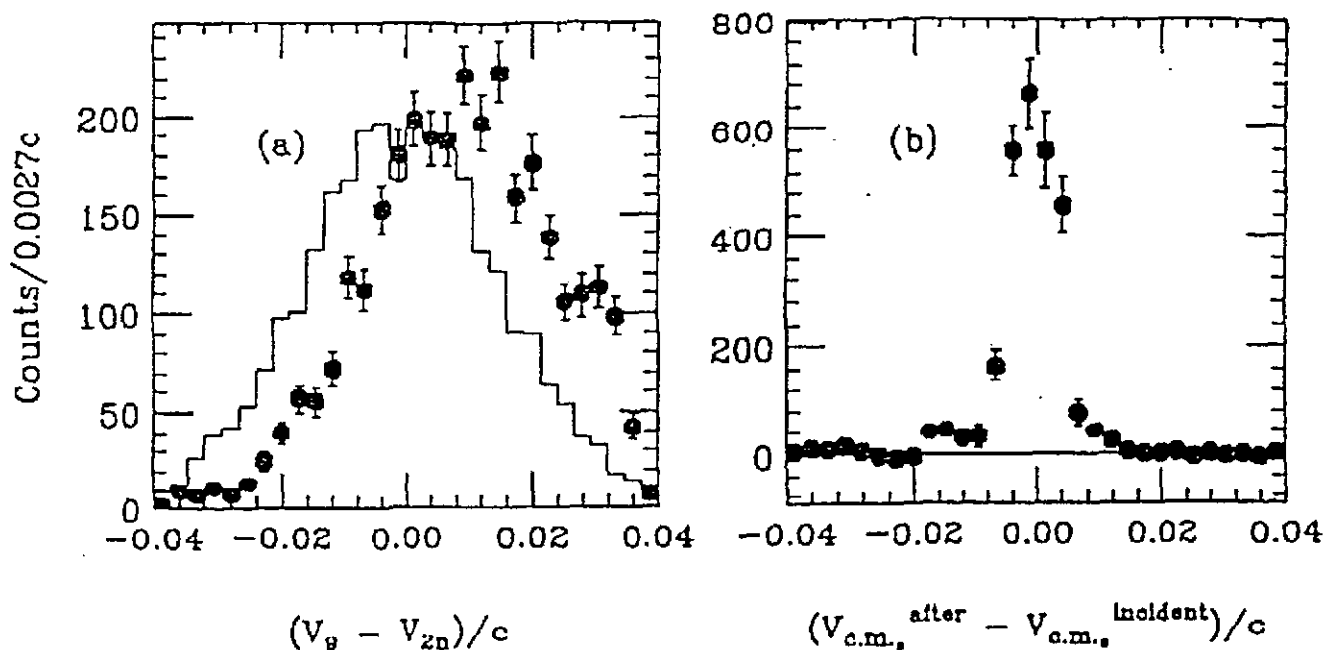


figure 17 : Gauche : spectre de différence de vitesses neutron - ${}^9\text{Li}$ après dissociation de ${}^{11}\text{Li}$ à $E/A = 30$ MeV sur une cible de plomb. Droite : spectre de différence de vitesse ${}^{11}\text{Li}$ incident - vitesse centre de masse des fragments sortants. Figure de Sackett et al. [12].

5. Applications of Coulomb Breakup to Nuclear Astrophysics

5.1. Introduction

Radiative capture reactions between charged particles play an important role in primordial nucleosynthesis and in quiescent and explosive stellar burning. One aim of laboratory nuclear astrophysics is to obtain the cross sections for the implied radiative capture reactions at astrophysically relevant energies.

However, especially in quiescent stellar burning the energy region of thermonuclear burning, the so-called Gamow peak, is generally far below the Coulomb barrier between the fusing nuclei. Therefore one has to deal with extremely small cross sections, very often in the picobarn and sub-picobarn domain. For most of the reactions experimental data exist only at higher energies and an extrapolation to astrophysical energies by theoretical calculations is necessary, which may enhance the uncertainties. A very comprehensive review of the field of nuclear astrophysics is given for example in Rolfs&Rodney [13].

The experimental situation today is even more difficult for the processes involved in explosive astrophysical scenarios where many proton, neutron and α -capture reactions on short-lived isotopes are essential pieces of the nuclear reaction network. Astrophysical energies and cross sections here are generally higher than in quiescent burning, but the required radioactive beams suffer from moderate intensities, making direct cross section measurements with today's techniques practically impossible for a large majority of interesting cases.

Another way to obtain the required informations is the use of indirect methods, like transfer reactions, decay studies and Coulomb breakup. Among these methods, Coulomb breakup is

appealing by its straightforward relation to radiative capture reactions. This breakup of fast projectiles in the electric field of a heavy target nucleus has been proposed in 1986 by Baur, Bertulani and Rebel [14] as a new experimental approach to radiative capture cross sections of astrophysical interest. Another interesting fact are the relatively large cross sections compared to the direct reaction, which may yield experimental data directly at the thermonuclear burning energies.

Since then, several Coulomb breakup experiments of astrophysical interest have been performed, investigating important radiative capture reactions for the primordial nucleosynthesis and quiescent and explosive stellar burning. It is the topic of this lecture to present some selected cases, and to give an impression of the achieved results and the problems inherent to the method which have still to be solved.

5.2. The Coulomb breakup method

The absorption of a virtual photon with energy above the breakup threshold of the projectile nucleus leads to dissociation of the latter, generally called Coulomb dissociation or Coulomb breakup. The dissociation cross section in first order perturbation theory (see also chapter 2.3) can then simply be factorized into the photoabsorption cross section $\sigma_{\pi\lambda}^{photo}$ and the virtual photon number density $\frac{dn_{\pi\lambda}}{d\Omega}$ at that specific energy [14] :

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_\gamma} = \frac{1}{E_\gamma} \frac{dn_{\pi l}}{d\Omega} \times \sigma_{\pi l}^{photo} \quad (25)$$

The photoabsorption cross section for the process $a+\gamma \rightarrow b+c$ is directly linked by the detailed balance theorem to the radiative capture cross section :

$$\sigma(a + \gamma \rightarrow b + c) = \frac{(2j_b + 1)(2j_c + 1)}{2(2j_a + 1)} \frac{k_{bc}^2}{k_\gamma^2} \sigma(b + c \rightarrow a + \gamma) \quad (26)$$

The wave number of the fragment relative momentum k_{bc}^2 is generally bigger than the photon wave number k_γ^2 ; for not too high breakup thresholds, the virtual photon numbers contribute another large factor in favor of Coulomb breakup, so that often the breakup cross sections are much larger than the radiative capture cross sections. This and the good theoretical understanding of electromagnetic excitation of nuclei is the principal interest of the method. For convenience, the electromagnetic excitation cross sections are usually expressed in terms of the reduced electromagnetic transition probabilities $B_{exc}(\pi l)$. Rewriting the detailed balance theorem gives

$$B_{exc}(\pi l, E_{cm}) = \frac{\mu E_{cm}}{\pi^2 \hbar^2} \frac{(2j_b + 1)(2j_c + 1)}{2j_a + 1} \frac{l(2l + 1)!!^2}{8\pi(l + 1)} \left(\frac{\hbar c}{E_\gamma}\right)^{2l+1} \sigma^{capt}(\pi l, E_{cm}) \quad (27)$$

where μ is the reduced mass and j_b, j_c are the spins of the two fragments and j_a the spin of the compound nucleus.

Practically, projectile energies of the order of several tens of MeV per nucleon seem to be best suited. For these energies the virtual photon spectrum extends to sufficiently high energies to reach the breakup threshold for most nuclei. Although for higher projectile energies (several hundred MeV per nucleon) the differential cross sections may still increase for Coulomb breakup, the experimental requirements for a reasonable definition of the breakup reaction (center-of-mass fragment angular correlation and relative energy resolution) are hardly met by existing

setups. For moderately high energies, as already explained in chapter 4, nuclear interaction between target and projectile is to be taken into account.

A comparison between radiative capture and Coulomb breakup cross sections for different reactions of astrophysical interest is shown in Table 1. Relative energies E_{cm} in that list are chosen at the lowest energy reached in a radiative capture or a Coulomb breakup experiment. For the first two reactions the Coulomb breakup cross sections are several orders of magnitude larger than the capture cross sections, which can be explained by the relatively low Q -values - or breakup thresholds -, which implies low gamma energies, where the virtual photon numbers are extremely high. Furthermore, a breakup experiment yields generally a whole relative energy spectrum over several hundred keV simultaneously, while in a direct measurement, only one data point per beam energy is obtained in the energy spectrum.

$\pi\lambda$	REACTION		cross sections	
	E_{CM}	Q	$\sigma_{capture}$	$\sigma_{Coul.diss.}$
${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$		$Q = 0.138 \text{ MeV}$		
E1	100 keV		1.7 nb	145 μb
$d(\alpha,\gamma){}^6\text{Li}$		$Q = 1.475 \text{ MeV}$		
E2	100 keV		29 pb	200 nb
$t(\alpha,\gamma){}^7\text{Li}$		$Q = 2.468 \text{ MeV}$		
E1	50 keV		17 nb	49 nb
${}^{12}\text{C}(\alpha,\gamma){}^{16}\text{O}$		$Q = 7.162 \text{ MeV}$		
E1	1 MeV		18 pb	11 pb
E2	1 MeV		18 pb	600 pb

Table 1 : Comparison between direct reaction and Coulomb dissociation cross sections for several radiative capture reactions of astrophysical interest. For Coulomb dissociation, the double differential cross section [eq.1] has been integrated from 0° to the grazing angle and for an E_{cm} interval of 10 keV. A projectile energy of 50 AMeV was chosen.

An important fact in Coulomb breakup is seen for ${}^{12}\text{C}(\alpha,\gamma){}^{16}\text{O}$, which proceeds by E1 and E2-capture with about the same magnitude. In Coulomb breakup at moderately high energies, the E2-amplitudes are largely favored over the E1-amplitudes. This interplay of different multipolarities will be discussed in more detail later for the ${}^8\text{B}$ breakup.

There are, however, some restrictions and several problems of the method, which must be carefully studied for each reaction. A general restriction is that one can not study radiative capture reactions which proceed by several γ -transitions via intermediate states to the ground state of the compound nucleus. In principle, multiple step excitations in Coulomb breakup are also possible, but the extraction of accurate electromagnetic transition probabilities from those measurements seems too difficult.

Apart from the interference between different multipolarities, interference between Coulomb and nuclear breakup amplitudes, even at angles below grazing, has to be taken care of. That item will be further developed in the example of ${}^6\text{Li}$ breakup. Differential acceleration of the fragments after breakup in the Coulomb field of the target nucleus has already been mentioned for the case of halo nuclei. There is some evidence, that the dissociation mechanism in the case of charged particles is different to the case of neutron emission: the dissociation of ${}^7\text{Li}$ shows no hint of post acceleration [15] and the relative energy spectrum of ${}^8\text{B}$ breakup seems also widely free from distortions induced by post acceleration [30].

5.3. Applications to nuclear astrophysics

5.3.1. ${}^6\text{Li}$ breakup

The origin of ${}^6\text{Li}$ is believed to be mainly from cosmic ray spallation reactions of CNO nuclei and only a tiny part of the present abundance may be produced in primordial nucleosynthesis by the $d(\alpha,\gamma){}^6\text{Li}$ reaction at c.m. energies from about 70 keV to 400 keV. However, no direct measurement of the cross section below $E_{cm} = 1 \text{ MeV}$ is available, and the above statement is based on a theoretical extrapolation of the cross section into that energy region.

First studies of the astrophysical interest of ${}^6\text{Li}$ breakup were done at Karlsruhe by the group of H. Rebel and the experimental aspects of the method were investigated in a pilot experiment at the Karlsruhe Isochronous Cyclotron. Several interesting features of the ${}^6\text{Li}$ nucleus make

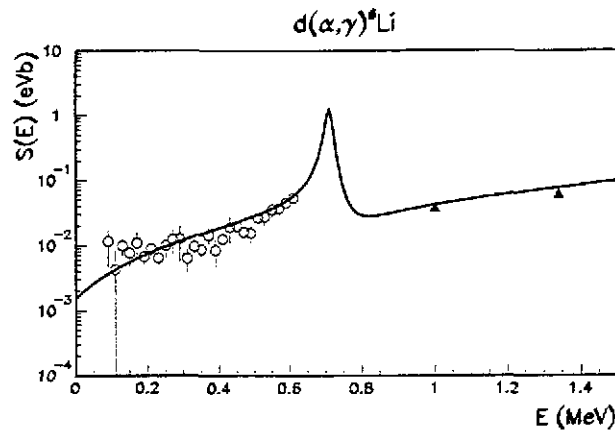


Figure 18 : Astrophysical S-factor $S(E)$ for the reaction $d(\alpha, \gamma)^6\text{Li}$. Open circles represent the extracted values from the ^6Li breakup experiment, averaged over six different reaction angles from 2.5° to 6° . Filled triangles are data from a direct measurement [22]. The continuous line is the theoretical calculation of [23].

it a good test case. It has a low binding energy which results in comfortably large Coulomb breakup cross sections (see table 1). The first excited state of ^6Li lies at 2.19 MeV, 710 keV above the breakup threshold, whose $B(E2)$ -value is well known and comparison with the value extracted from the breakup experiments permits a validation of the theoretical concept.

Sequential (resonant) breakup via the 2.19 MeV state of ^6Li has been measured at several angles below the grazing angle at an projectile energy of 156 MeV. This experimental angular distribution could be nicely reproduced by coupled-channels calculations with the optical model parameters (slightly modified), obtained from fits of the elastic scattering cross section $^{208}\text{Pb}(^6\text{Li}, ^6\text{Li})^{208}\text{Pb}_{g.s.}$ at the same projectile energy and a Coulomb deformation parameter β_2 , which corresponds to a $B(E2)$ -value in agreement with the tabulated value. The calculations confirm the predominance of Coulomb breakup over nuclear breakup below the grazing angle [17].

Direct (nonresonant) breakup with center-of-mass fragment energies from about 50 keV up to the 710 keV resonance has also been observed in these experiments. From the triple differential breakup cross section, obtained in a run at different reaction angles below the grazing angle, the radiative capture cross section $\sigma^{capt}(E)$ for $d(\alpha, \gamma)^6\text{Li}$ was extracted, assuming pure E2 Coulomb excitation. These data are shown in fig. 18 in form of the astrophysical S-Factor $S(E) := E \times \sigma^{capt}(E) \times e^{2\pi\eta}$, η being the Sommerfeld parameter. The lowest energy data for the nonresonant radiative capture from direct measurements can be seen above 1 MeV. It gives an impression of the progress that could be obtained with Coulomb breakup, reminding that the cross section falls exponentially with decreasing energy and for example by about 2 orders of magnitude between 1 MeV and 100 keV.

The absolute magnitude of the cross section is well reproduced, adding an experimental basis to the above mentioned astrophysical conclusions. However, the experimental data suggest an essentially constant S-factor below 400 keV, whereas the theoretical curve drops with decreasing energy. There are several possible explanations of this deviation. Although all theoretical calculations show a decrease of the S-factor [19], for example some badly known nuclear structure effect could be responsible for that deviation from the data. Nuclear breakup, which is less well understood than the Coulomb breakup may explain deviations of the data. It is however, hard to explain, that a constant S-factor is found at all reaction angles from 2.5° to 6° investigated in [20]. Nuclear/Coulomb interference should be different at different angles.

E1 amplitudes in the $d(\alpha, \gamma)^6\text{Li}$ reaction are believed to play an increasing role with decreasing energy, and interference with the E2 amplitudes could influence the fragment angular correlations in the breakup [18]. Such an effect could not be observed in the 156 MeV data [16], but some unexplained forward-backward asymmetries in the fragment angular correlation were reported in another ^6Li breakup experiment at lower projectile energy [21]. However, also that effect should depend on the reaction angle. Anticipating a better astronomical determination of the primordial ^6Li abundance, a good knowledge of the astrophysical S-factor below 400 keV is desirable, and it would be interesting to investigate this problem by additional breakup experiments with precise determination of the fragment angular correlation.

5.3.2. ^8B breakup

The ^8B produced in the solar interior by the $^7\text{Be}(p, \gamma)^8\text{B}$ reaction is the major source of high energy neutrinos detected in many solar-neutrino experiments now operating or in development [25]. As this neutrino flux is linearly proportional to the cross section of that radiative capture reaction, it constitutes an essential nuclear ingredient to what is commonly called the "solar neutrino puzzle". So far several experiments were performed to determine the low energy cross section [26] [27] [28] [29], but were limited to energies above 100 keV, while thermonuclear burning of ^7Be proceeds at energies around 20 keV in our sun. Furthermore, absolute cross determinations scatter by as far as 30% (fig.19).

A promising alternative to the direct measurements is Coulomb dissociation of a radioactive ^8B beam, favorable because of the very low binding energy of ^8B . With the availability of moderately intense secondary ^8B beams, produced by fragmentation reactions of a primary beam (e.g. ^{12}C), studies of that reaction have been done in Riken [30], GSI [31] and MSU [32]. It was soon realized that a possible tiny contribution of E2 capture ($\sigma_{E2}/\sigma_{E1} \approx 10^{-3}$) could lead to E2 amplitudes comparable to the E1 amplitudes in the dissociation [33]. In order to extract the astrophysically important E1 capture the possible E2 contribution has to be subtracted from the breakup data. Kikuchi et al. [30] addressed that question by angular distribution measurements of the breakup yield at a projectile energy of 416 MeV. This is possible because of the typically forward peaked E1 angular distribution, while the E2 angular distribution spreads over a larger angular range.

Theoretical angular distributions for the E1 Coulomb breakup and E2 Coulomb/ $\lambda=2$ nuclear breakup are shown in fig. 20. By extending the measurement to diffusion angles up to 10° for relative energies from 500 keV to energies above 2 MeV, the E2 contribution could be inferred as a function of relative energy and was found to be much lower than theoretically predicted [34] [35]. Below 1.75 MeV the experimental data are even compatible with no E2/ $\lambda=2$ contribution, which enables an unambiguous extraction of the E1 capture component. A recent experiment at Riken at $E_{sB} \approx 50$ AMeV [31] obtained the E1 capture cross section in the energy range ≈ 350 keV to 3 MeV. The data are in agreement with each other and the results of [29] [28] and another recent direct measurement [36]. This strengthens the support of a lower than commonly adopted astrophysical S-factor for the $^7\text{Be}(p, \gamma)^8\text{B}$ reaction.

6. Conclusion

Taking a random sample of nuclei in the nuclear chart, one recognizes, that at least for the low energy part of the level scheme, Coulomb excitation measurements were systematically used to deduce nuclear structure data. This can be explained by the relatively straightforward (nearly) model-independent analysis of the experiments and by usually comfortable cross sec-

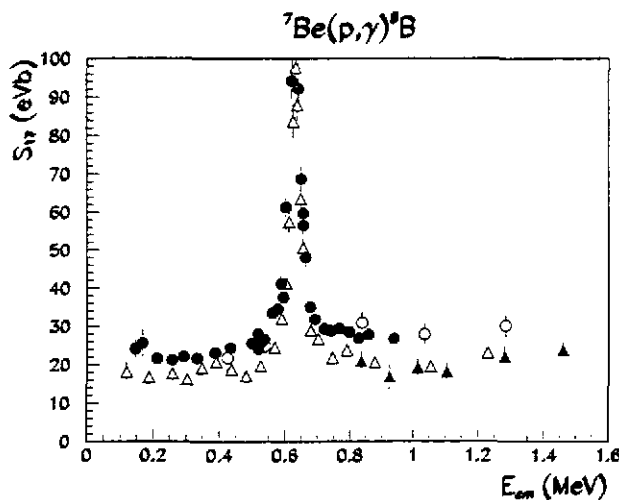


Figure 19 : Astrophysical S-factor $S(E)$ for the reaction ${}^7\text{Be}(p,\gamma){}^8\text{B}$. Filled and open circles are data from [27] and [26] respectively, filled and open triangles are data from [28] and [29], respectively.

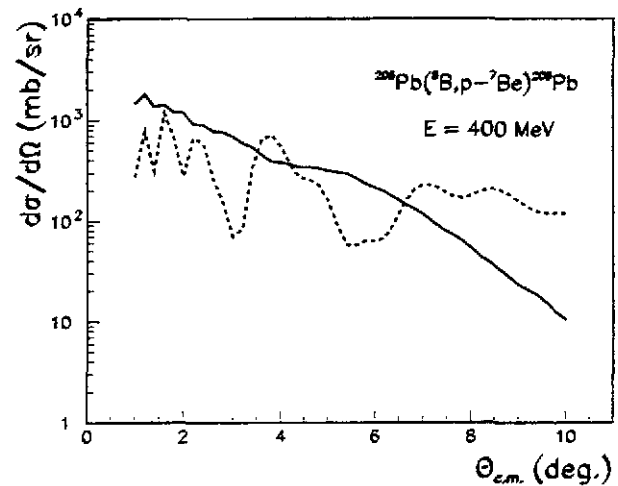


Figure 20 : Coupled channels calculations for ${}^8\text{B}$ dissociation in the relative energy interval $E_{cm} = .95\text{--}1.05$ MeV. The full curve is the E1 contribution with $S^{E1}(1\text{ MeV}) = 20$ eVb and the broken curve for E2/ $\lambda=2$ nuclear breakup with $S^{E2}(1\text{ MeV}) = 20$ meVb. θ_{cm} is the diffusion angle of the center-of-mass of the fragments.

tions. The last point is especially important in the development of radioactive beams with generally modest intensities, manifest in the many experiments of Coulomb excitation of exotic nuclei already performed. Parallely, new applications in nuclear astrophysics and recent studies on halo nuclei illustrate that Coulomb excitation is an actual and versatile tool of experimental nuclear physics. However, progress is still needed for some aspects of the theoretical description of dissociation reactions. Post acceleration in the electric field of the target nucleus for fragments with different charge-to-mass ratios demands a consistent quantum-mechanical calculation, providing eventually a new technique for the measurement of extremely short lifetimes or giving new insights in particle decay dynamics.

7. Annexe A

Intégrales orbitales de Coulomb $S_{\Pi lm}$

(1) Energies sous-Coulombiennes et énergies intermédiaires

$$S_{Elm} = \frac{1}{va^l} Y_{lm}(\pi/2, 0) I_{Elm}(\theta, \xi) \quad (28)$$

$$S_{Mlm} = \frac{1}{ca^l} \frac{1}{l} Y_{l+1,m}(\pi/2, 0) C_{lm} I_{Mlm}(\theta, \xi) \quad (29)$$

$$C_{lm} = \sqrt{\frac{2l+1}{2l+3}} \sqrt{(l+1)^2 - m^2} \cotan(\theta/2)$$

avec v : vitesse relative projectile-cible

$$a = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\gamma m_{red} v^2}$$

θ : angle de diffusion c.m.

$$\xi = \frac{a E_x}{\hbar v}$$

E_x : énergie d'excitation

Les intégrales $I_{\Pi lm}$ se calculent le plus facilement dans le système designé A dans [1]: l'origine dans le noyau cible, z perpendiculaire au plan de diffusion, x dans le plan de diffusion faisant un angle avec le projectile incident de $(\pi + \theta)/2$. Ces intégrales sont exprimées explicitement par exemple dans [1] [7], mais sont calculées en négligeant des effets relativistes. Je conseillerais d'utiliser pour des énergies supérieures à 10 MeV par nucléon un nouveau calcul de Aleixo et Bertulani[37], qui ont inclu certains effets relativistes.

Une forme pratique pour l'évaluation numérique est :

$$I_{Elm}(\theta, \xi) = -i \left(\frac{v\xi}{c}\right)^{l+1} \frac{1}{l(2l-1)!!} e^{-\pi/2\xi} \quad (30)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} d\omega e^{-\xi \epsilon \cosh(\omega)} \frac{(\sinh^2(\omega) + e\hbar\omega^2)^{m/2}}{(1 + \epsilon^2 \sinh^2(\omega))^{(m-1)/2}} | \hbar\hbar\omega |$$

$$\exp\left\{i\left\{\xi\omega + m \operatorname{atan}\left(\frac{\sinh(\omega)}{e\hbar\omega}\right) - (m-1)\operatorname{atan}(\epsilon \sinh(\omega)) + \operatorname{atan}\left(\frac{\operatorname{Im}(\hbar\hbar\omega)}{\operatorname{Re}(\hbar\hbar\omega)}\right)\right\}\right\}$$

$$I_{Mlm}(\theta, \xi) = -i \left(\frac{v\xi}{c}\right)^{l+1} \frac{1}{l(2l-1)!!} e^{-\pi/2\xi} \quad (31)$$

$$\int_{-\infty}^{\infty} d\omega e^{-\xi \epsilon \cosh(\omega)} \frac{(\sinh^2(\omega) + e\hbar\omega^2)^{m/2}}{(1 + \epsilon^2 \sinh^2(\omega))^{m/2}} | \hbar\hbar\omega |$$

$$\exp\left\{i\left\{\xi\omega + m \operatorname{atan}\left(\frac{\sinh(\omega)}{e\hbar\omega}\right) - m \operatorname{atan}(\epsilon \sinh(\omega)) + \operatorname{atan}\left(\frac{\operatorname{Im}(\hbar\hbar\omega)}{\operatorname{Re}(\hbar\hbar\omega)}\right)\right\}\right\}$$

avec : $e\hbar\omega = \epsilon - \sqrt{\epsilon^2 - 1} \cosh(\omega)$

$$\epsilon = 1/\sin(\theta/2)$$

$$\hbar\hbar\omega = (l+1)h_l(z) - zh_{l+1}(z) - (v/c)^2 e h_l(z) \cosh(\omega) \quad (\text{électrique})$$

$$\begin{aligned}
 h_{chw} &= h_l(z) && \text{(magnétique)} \\
 h_l(z) &: \text{fonctions de Hankel sphériques de premier ordre} \\
 z &= v/c \xi \quad (i \in \sinh(\omega) + 1) \\
 \xi &= \frac{\omega a}{\gamma v}
 \end{aligned}$$

Il suffit d'intégrer la partie imaginaire de l'intégrale. Dans le système de coordonnées choisi, $l + m$ doit être pair pour les excitations électriques et impair pour les excitations magnétiques. Les $S_{\Pi lm}$ sont purement réels. On trouve une tabulation des I_{E2m} dans [7], qu'on peut comparer avec les intégrales ci-dessus en choisissant une petite vitesse $v \ll c$.

(2) Energies relativistes

On peut ici utiliser sans problème l'approximation de la trajectoire rectiligne ("straight-line approximation" en Anglais), et les intégrales se simplifient donc considérablement. Les amplitudes peuvent être exprimées directement comme suit [38] [39] :

$$\begin{aligned}
 a_{i \rightarrow f} &= -i \frac{Z_1 e}{\gamma \hbar v} \sum_{\Pi lm} (-1)^m \sqrt{2l+1} k^l G_{\Pi lm}(c/v) K_m\left(\frac{\omega b}{\gamma v}\right) \\
 &< I_f M_f | \mathcal{M}(\Pi l, -m) | I_i M_i >
 \end{aligned} \tag{32}$$

$m = M_i - M_f$, les intégrales de Gegenbauer $G_{\Pi lm}$ sont données en termes de polynômes de Legendre, et se trouvent par exemple dans [38] [39]. K_m sont des fonctions de Bessel modifiées, b est le paramètre d'impact; une modification proposée par Alder et Winther est de remplacer b par $b + \frac{\pi a}{2\gamma}$, qui tient approximativement compte de la déviation de la trajectoire rectiligne et donne de meilleurs résultats. Avec cette modification, l'écart entre l'approximation de la trajectoire rectiligne et le calcul avec les intégrales orbitales est inférieur à 10% pour des angles de diffusion inférieurs à 3°.

8. Annexe B

Distribution angulaire γ

Ce calcul peut être, dans certains cas, assez fastidieux. Pour une élaboration détaillée, consultez l'excellent livre "electromagnetic excitation" de Alder et Winther. Quelques formules, par contre, me semblent pouvoir aider à surmonter les réticences possibles devant un tel sujet (surtout pour des collègues expérimentateurs comme moi). Je me contenterai de la distribution angulaire γ issue d'une transition directe sans cascades.

La section efficace double différentielle pour observer la particule diffusée dans un angle solide Ω_p et le rayonnement γ de la transition d'un état de spin I_f vers un état de spin I_{ff} dans un angle solide Ω_γ est, supposant que c'est la seule transition γ possible :

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_p d\Omega_\gamma} = \frac{a^2}{4} \frac{1}{\sin^4(\theta/2)} \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \sum_{k \text{ even}} \rho_{k\kappa}^*(I_f) \sum_{l'} \delta_l \delta_{l'} F_k(l' I_{ff} I_f) Y_{k\kappa}(\theta_\gamma, \phi_\gamma) \quad (33)$$

Θ est l'angle de diffusion du projectile dans le centre de masse, a est la distance d'approche minimale, les δ_l sont les constants de décroissance partielle d'émission γ de multipolarité l et $Y_{k\kappa}$ les harmoniques sphériques.

Les $\rho_{k\kappa}$ sont les tenseurs statistiques et décrivent l'état de polarisation de la cible (ou du projectile) après l'excitation Coulombienne au niveau de spin I_f . Pour des noyaux cible (ou des projectiles) non-polarisés avant collision, on trouve :

$$\rho_{k\kappa}(I_f) = \frac{\sqrt{2I_f + 1}}{2I_i + 1} \sum_{M_i M_f M_f'} (-1)^{I_f - M'} \begin{pmatrix} I_f & k & I_f \\ -M_f' & \kappa & M_f \end{pmatrix} a_{I_f M_f', I_i M_i}^* a_{I_f M_f, I_i M_i} \quad (34)$$

Les $F_k(l' I_{ff} I_f)$ sont des coefficients de corrélation γ - γ [1] :

$$F_k(l' I_{ff} I_f) = (-1)^{I_f + I_{ff} - 1} \sqrt{(2k + 1)(2I_f + 1)(2l + 1)(2l' + 1)} \quad (35)$$

$$\begin{pmatrix} l & l' & k \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix} \left\{ \begin{matrix} l & l' & k \\ I_f & I_f & I_{ff} \end{matrix} \right\} \quad (36)$$

$()$ et $\{ \}$ désignent les symboles de Wigner-3j et -6j respectivement. Pour construire une distribution angulaire γ propice à une comparaison directe avec l'expérience, un système de coordonnées avec des axes fixes par rapport au faisceau incident s'impose. Par exemple, le système C dans Alder et Winther [1] : l'origine dans le noyau cible, l'axe z en direction du faisceau incident, l'axe x dans le plan de diffusion du projectile et y perpendiculaire au plan de diffusion.

Il est plus facile de déterminer d'abord le tenseur statistique avec les intégrales orbitales et amplitudes évaluées dans un système tourné par 90 degrés (système B) par rapport au système défini dans l'annexe A (système A),

$$S_{\Pi l m}^B = \sum_n S_{\Pi l n}^A D_{mn}^l(0, -\pi/2, 0) \quad (37)$$

ici l est la multipolarité de l'excitation!

et ensuite transformer ce tenseur $\rho_{k\kappa}^B$ que de calculer les intégrales orbitales et amplitudes directement dans le système C. Le tenseur statistique $\rho_{k\kappa}^C$ dans le nouveau système C est obtenue par une rotation du tenseur statistique du système intermédiaire:

$$\rho_{k\kappa}^C = \sum_{\kappa'} \rho_{k\kappa'}^B i^{-\kappa'} D_{\kappa\kappa'}^k(0, (\pi + \theta)/2, 0) (-1)^\kappa \quad (38)$$

Les $D_{\kappa\kappa'}^k$ sont les matrices de rotation, définies et tabulées par exemple dans [1]. La distribution angulaire est ainsi donné dans un système dont l'origine est attachée au noyau cible. Si celui-ci acquiert une vitesse de recul non-négligeable dans la collision une transformation de Lorentz pour passer dans le système de laboratoire est nécessaire pour chaque angle de recul séparément.

Un cas spécial est l'excitation du projectile. La façon la plus simple d'obtenir la distribution angulaire dans le laboratoire est peut-être d'échanger le rôle de projectile et cible pour l'évaluation des amplitudes, tenseurs etc. (en gardant l'énergie par nucléon constante) et de faire ensuite la transformation dans le système qui se déplace avec la vitesse du projectile diffusé.

REFERENCES

1. K. Alder and A. Winther, "*electromagnetic excitation*", North-Holland Pub. Comp., Amsterdam-Oxford, American Elsevier Pub. Comp., Inc., New York, 1975
2. K. Alder and A. Winther, "*Coulomb Excitation*", Academic Press, New York and London, 1966
3. C.F.v. Weizsäcker, Z.Phys. 88 (1934) 612; E.J. Williams, Phys. Rev. 45 (1934) 729
4. R. Sherr, C. W. Li and R. F. Christy, Physical Review 96 (1954) 1258
5. Ben Zvi et al., Nuclear Physics A96 (1967) 138
6. J.A. Thomson, R.P. Scharenberg and W.R. Lutz, Physical Review C4 (1971) 1699
7. K. Alder, A. Bohr, T. Huus, B. Mottelson and A. Winther, Reviews of Modern Physics 28 (1956) 432, également reproduit dans: K. Alder and A. Winther, "*Coulomb excitation*", Academic Press, New York and London, 1966
8. E. Grosse et al., Physica Scripta 24 (1981) 337
9. G.R. Satchler, "*Direct Nuclear Reactions*", Clarendon Press, Oxford, Oxford University Press, New York, 1983
10. J. Raynal, Optical Model and Coupled Channel Calculation in Nuclear Physics. In Computing as a Language of Physics (International Center for Theoretical Physics, Trieste) 1971
11. T. Motobayashi et al., Physics Letters B346 (1995) 9
12. D. Sackett et al., Physical Review C48 (1993) 118
13. C.E. Rolfs and W.S. Rodney, *Cauldrons in the Cosmos* (The University of Chicago Press, Chicago and London) 1988
14. G. Baur, C.A. Bertulani and H. Rebel, Nuclear Physics A458 (1986) 188
15. H. Utsunomiya et al., Physics Letters B416 (1998) 43
16. J. Kiener, H.J. Gils, H. Rebel and G. Baur, Zeitschrift für Physik A332 (1989) 359, short note
17. J. Kiener et al., Zeitschrift für Physik A339 (1991) 489
18. G. Baur and M. Weber, Nuclear Physics A504 (1989) 352
19. K.M. Nollett, M. Lemoine and D.N. Schramm, Physical Review C56 (1997) 1144

20. J. Kiener et al., *Physical Review* C44 (1991) 2195
21. J. Hesselbarth et al., *Zeitschrift für Physik* A331 (1988) 365, short note
22. R.G.H. Robertson et al., *Physical Review Letters* 47 (1981) 1867
23. P. Mohr et al., *Phys. Rev.* C50 (1994) 1543
24. S. Typel, private communication
25. J.N. Bahcall, in *Solar Modeling* (World Scientific, Singapore) 1994, p.1
26. P.D. Parker, *Physical Review* 150 (1966) 851
27. R.W. Kavanagh et al., *Bull. Am. Phys. Soc.* 14 (1969) 1209
28. F.J. Vaughn et al., *Physical Review* C2 (1970) 1657
29. B.W. Filippone et al., *Phys. Rev. Lett.* 50 (1983) 412 and *Phys. Rev.* C28 (1983) 2222
30. T. Motobayashi et al., *Physical Review Letters* 73 (1994) 2680 and T. Kikuchi et al., *Physics Letters* B391 (1997) 261
31. T. Motobayashi, private communication
32. B.S. Davids et al., *Annual Report MSU* 1996, p. 111
33. K. Langanke and T.D. Shoppa, *Physical Review* C49 (1994) R1771, Erratum *Physical Review* C51 (1995) 2844
34. S. Typel and G. Baur, *Physical Review* C50 (1994) 2104
35. K.H. Kim, M.H. Park and B.T. Kim, *Physical Review* C35 (1987) 363
36. F. Hammache et al., *Physical Review Letters* 80 (1998) 928
37. A.N.F. Aleixo and C.A. Bertulani, *Nuclear Physics* A505 (1989) 448
38. C.A. Bertulani and G. Baur, *Physics Reports* 163 (1988) 299
39. A. Winther and K. Alder, *Nuclear Physics* A319 (1979) 518

Etude des propriétés statiques des noyaux : utilisation de lasers

François Le Blanc
Institut de Physique Nucléaire
91406 Orsay Cedex

Résumé : Dans ce cours, on présente les différents paramètres nucléaires que l'on peut mesurer par spectroscopie laser. On décrit tout d'abord la structure hyperfine, celle-ci permettant, par la mesure des paramètres d'interaction électron-noyau, d'extraire les moments magnétique et quadrupolaire nucléaires ainsi que la variation du rayon carré moyen de charge du noyau sur une chaîne isotopique. On présente ensuite différentes techniques expérimentales de spectroscopie laser permettant d'accéder à ces grandeurs : la spectroscopie colinéaire et la spectroscopie par ionisation résonnante. Enfin, on montre que pour accéder à des grandeurs d'un ordre supérieur dans la structure hyperfine ou étudier l'anomalie hyperfine pour mieux caractériser la fonction d'onde du neutron, l'application d'un champ magnétique extérieur est indispensable. Les différentes méthodes de double spectroscopie laser plus radiofréquence sont alors détaillées.

Abstract : We present here the nuclear parameters which can be deduced from laser spectroscopy measurements. The hyperfine structure is first described since it allows, from the measurements of the electron-nucleus interaction parameters, the extraction of the nuclear magnetic and quadrupole moments as well as the mean square charge radius variation along an isotope series. For this purpose, different experimental laser spectroscopy techniques can be used : the colinear laser spectroscopy and the Resonance Ionization Spectroscopy methods. Finally, to get the 3rd and 4th order in the hyperfine structure or to study the hyperfine anomaly (which is essential to characterize the neutron wave function), one has to apply an external magnetic field. The different double laser-plus-radiofrequency spectroscopy methods are thus described.

INTRODUCTION

En physique nucléaire, l'étude de la forme des noyaux est un sujet fondamental puisqu'elle permet la compréhension du comportement de la matière nucléaire à basse ou à haute énergie d'excitation. En effet, les mouvements du noyau dans son état fondamental ou excité sont directement liés à sa déformation par l'intermédiaire des orbites nucléaires qu'occupent les nucléons de valence. La mesure des moments quadrupolaire électrique (signant la forme du noyau) et dipolaire magnétique apporte des renseignements très précieux pour les études de structure nucléaire. En particulier, les valeurs des moments magnétiques sont importantes à déterminer car elles sont fortement liées au degré de pureté des fonctions d'onde décrivant une configuration nucléaire donnée.

La spectroscopie atomique, et plus particulièrement la spectroscopie laser, est un moyen précis pour caractériser des observables liées à la forme du noyau : on extrait la variation du rayon de charge entre deux noyaux à partir du déplacement isotopique, et le moment quadrupolaire à l'aide de la structure hyperfine. Ce type de spectroscopie permet également d'atteindre directement le moment magnétique (par la structure hyperfine) pour ainsi caractériser les états nucléaires. Par ailleurs, l'étude du problème fondamental de l'interaction faible en physique nucléaire est aussi une question abordable grâce à l'anomalie hyperfine. Cette dernière permet de quantifier l'influence de la distribution magnétique nucléaire sur le cortège électronique et ainsi de fournir des informations précieuses sur les effets de non-conservation de parité ou sur les caractéristiques de la fonction d'onde du neutron.

De nombreuses chaînes isotopiques ont été étudiées par spectroscopie laser et on peut citer 4 régions de la table de masse. La région des noyaux légers autour du lithium où la spectroscopie laser a permis d'approfondir l'étude des noyaux à halos. Une grande région intermédiaire de l'oxygène jusqu'aux terres rares où chaque traversée d'une couche magique dans une série isotopique s'accompagne d'une brusque rupture de la pente de la variation du rayon de charge. Une troisième région du plomb 208 doublement magique jusqu'aux super-lourds ou des zigzags pairs impairs de la variation du rayon ont été interprétés comme signant des effets octupolaires, notamment dans le radium. Et la quatrième région qui est sans doute la plus intéressante est celle située aux alentours de $A=190$ (entre les terres rares et le plomb 208). En

effet, de nombreuses transitions de forme et de changements de déformation entre isotopes voisins ainsi que des coexistences de formes dans un même noyau ont été mises en évidence dans cette dernière région. En particulier, l'étude du côté "loin de la stabilité" des noyaux déficients en neutrons par la mesure des paramètres liés à leur forme constitue une contrainte sévère pour la définition des modèles nucléaires.

Depuis environ 30 ans et le développement continu des lasers, de nombreuses méthodes de spectroscopie laser ont été employées et appliquées à la physique nucléaire. Une des meilleures méthodes pour atteindre ces grandeurs est la spectroscopie colinéaire grâce à l'excellente résolution des spectres hyperfins qu'elle permet d'obtenir. Cependant, les mesures sont effectuées directement sur les faisceaux d'ions produits, par exemple, par un séparateur en ligne et il est donc très difficile d'étudier les éléments réfractaires. Néanmoins, si on attend la décroissance d'atomes radioactifs et que l'on crée sa propre source d'ions, ces éléments deviennent accessibles. Pour cette raison l'expérience COMPLIS (COLlaboration for spectroscopy Measurements using a Pulsed Laser Ion Source) utilise la désorption d'atomes réfractaires couplée à la spectroscopie laser par ionisation résonante. Ces deux types de spectroscopie permettent d'obtenir des précisions de l'ordre de 1 % sur le moment magnétique et de 5 % sur le moment quadrupolaire. Si maintenant on désire obtenir une précision de 10^{-6} - 10^{-9} sur le moment magnétique (pour étudier l'anomalie hyperfine), mesurer des moments quadrupolaires de l'ordre du millibarn (dans les noyaux légers) ou étudier les effets hyperfins au troisième et quatrième ordre afin d'obtenir des moments octupolaires et hexadécapolaires, on doit alors appliquer un champ extérieur sur l'atome et utiliser la radiofréquence pour effectuer la spectroscopie atomique. Le laser est dans ce cas employé pour peupler les niveaux électroniques à partir duquel on balaiera la radiofréquence.

La première partie de cours est consacrée aux concepts de structure hyperfine et de déplacement isotopique. Après un rapide zoom sur l'atome en passant par la structure fine, nous décrirons ce qui est observé avec la structure hyperfine en décomposant celle-ci en deux : la partie magnétique et la partie électrostatique. Nous montrerons ensuite comment est extraite la variation du rayon de charge nucléaire à partir du déplacement isotopique. Finalement, nous verrons qu'en appliquant un champ extérieur à l'atome nous pouvons rentrer à l'intérieur du multiplet hyperfin et donc d'avoir accès à des quantités nucléaires beaucoup plus précises.

La deuxième partie sera consacrée aux techniques expérimentales utilisées en spectroscopie laser. Nous décrirons principalement les expériences avec détection de photons

(spectroscopie colinéaire) et les expériences avec détection d'ions (spectroscopie par ionisation résonante).

Dans la troisième partie, nous présenterons le degré de précision atteint sur les grandeurs nucléaires quand un champ extérieur est appliqué à l'atome. Nous décrirons trois types d'expérience utilisant la radiofréquence : les expériences β -NMR pour mesurer des moments quadrupolaires de faibles valeurs, les expériences de type ABMR pour étudier l'anomalie hyperfine par la mesure du facteur g_1 nucléaire à haute précision et enfin les expériences utilisant des trappes d'ions pour observer la structure hyperfine aux ordres supérieurs.

L'INTERACTION HYPERFINE

I. La structure fine

Au sein d'un atome, les forces prédominantes sont les forces de type coulombien.

L'Hamiltonien d'un atome hydrogénéoïde de masse M s'écrit alors : $H_0 = \frac{p^2}{2M} - \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 R}$, où le

premier terme représente son énergie cinétique et le deuxième terme l'énergie d'interaction entre l'électron et le noyau quand celui-ci est vu comme un point chargé. Les énergies propres des niveaux de l'atome s'écrivent alors $E_n = -RhcZ^2/n^2$ (voir Fig. 1).

Quand on tient compte des effets relativistes dus aux mouvements rapides de l'électron et des effets magnétiques liés au spin de celui-ci, la dégénérescence des niveaux n est levée en sous-niveaux j . L'hamiltonien de l'atome s'écrit alors $H=H_0+W$. En toute rigueur on doit utiliser l'équation de Dirac pour décrire W et répondre à la fois aux postulats de la mécanique quantique et à ceux de la relativité restreinte. On se contentera ici de donner les premiers termes du développement en $\frac{v}{c}$ de W : $H = m_e c^2 + H_0 + W_{mv} + W_{SO} + W_D$, où W_{mv} est le terme d'énergie cinétique relativiste, W_{SO} le terme d'interaction spin-orbite et W_D le terme de Darwin.

Le premier terme représente la variation de la masse de l'électron avec la vitesse et

s'exprime comme $W_{mv} = -\frac{P^4}{8m_e^3 c^2}$. Son ordre de grandeur est le suivant:

$$\frac{W_{mv}}{H_0} \cong \frac{\frac{p^4}{8m_e^3 c^2}}{\frac{p^2}{2m_e}} = \frac{p^2}{4m_e^2 c^2} = \frac{1}{4} \left(\frac{v}{c} \right)^2 \cong \alpha^2 = \left(\frac{1}{137} \right)^2$$

avec, pour l'atome d'hydrogène, $v=e^2/\hbar$ et

$\alpha=e^2/\hbar c$. On retrouve donc bien la constante de structure fine et l'ordre de grandeur de 10^{-4} qui apparaît Fig. 1.

Le deuxième terme, W_{SO} , représente l'interaction entre le moment magnétique de l'électron et le champ magnétique créé par le mouvement de celui-ci dans le champ électrostatique du

noyau. Il s'exprime en fonction de son spin S et de son moment orbital L . Il s'écrit alors comme : $W_{SO} = \frac{e^2}{m_e^2 c^2} \frac{1}{R^3} LS^2$. Si on considère que L et S sont de l'ordre de \hbar et que H_0 est de

l'ordre de e^2/R , son ordre de grandeur est le suivant :

$$\frac{W_{SO}}{H_0} \cong \frac{\frac{e^2 \hbar^2}{m_e^2 c^2 R^3}}{\frac{e^2}{R}} = \frac{\hbar^2}{m_e^2 c^2 R^2} \cong \frac{e^4}{\hbar^2 c^2} = \alpha^2 = \left(\frac{1}{137} \right)^2, \text{ où } R \text{ est de l'ordre du rayon de Bohr :}$$

$a_0 = \hbar^2 / m_e e^2$. On retrouve là encore la constante de structure fine et le facteur 10^{-4} .

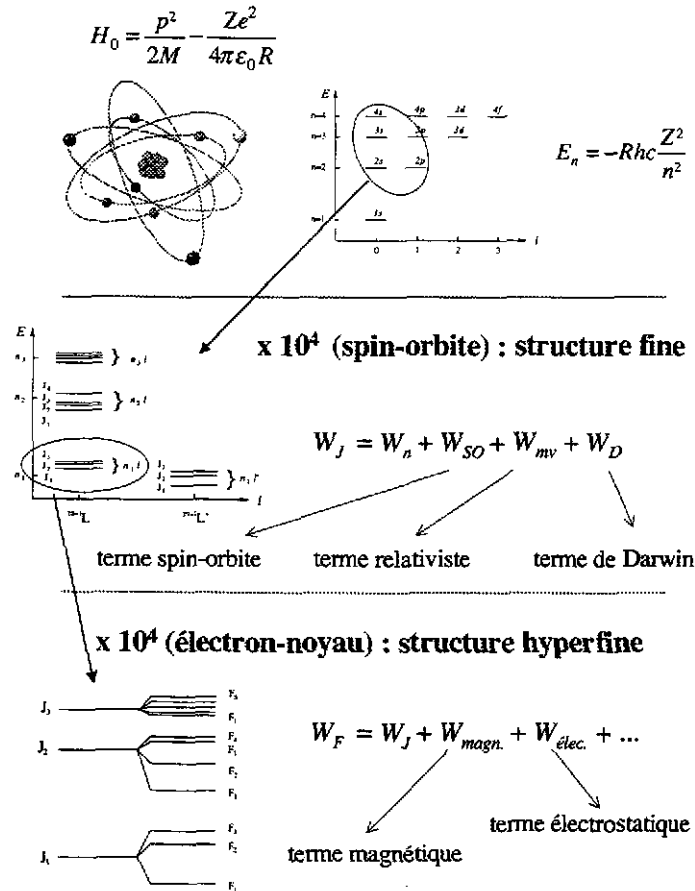


Figure 1: Grossissement de l'atome jusqu'à la structure hyperfine.

Le terme de Darwin, W_D , est dû au fait que l'interaction $V(R)$ entre l'électron et le champ coulombien crée par le noyau n'est pas locale mais a lieu sur tout le volume de l'atome. W_D

s'exprime alors comme : $W_D = \frac{\hbar^2}{8m_e^2 c^2} \Delta V(R) = \frac{-Ze^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{\hbar^2}{8m_e^2 c^2} \Delta \left\langle \frac{1}{R} \right\rangle$ pour un atome

hydrogénéoïde. Pour estimer son ordre de grandeur on considère que la valeur moyenne de $\Delta \langle 1/R \rangle$ dans un état atomique est de l'ordre de $|\Psi(0)|^2$ où $\Psi(0)$ est la valeur de la fonction

d'onde à l'origine. Son module $|\Psi(0)|^2$ étant de l'ordre de $\frac{1}{a_0^3}$ (la fonction d'onde est prise sur

tout le volume de Bohr), on a $\frac{W_D}{H_0} \cong \frac{\frac{\pi e^2 \hbar^2 m_e^3 e^6}{2m_e^2 c^2 \hbar^6}}{m_e c^2 \alpha^2} = \alpha^2 = \left(\frac{1}{137} \right)^2$ (avec $H_0 = e^2/R$ et $R \cong a_0$).

Chacun des trois termes (W_{SO} , W_{mv} et W_D) contribuant à la structure fine est donc 10.000 fois plus petit que H_0 .

II. La structure hyperfine

Jusqu'ici, le noyau était considéré comme un point matériel de masse M_n et de charge Ze . Or, l'électron se déplace à la fois dans le champ électrostatique du noyau et dans le champ magnétique crée par le moment magnétique μ_I de celui-ci. Si le noyau a un spin I non nul, μ_I interagira avec le champ magnétique \vec{H}_0 crée par le mouvement des électrons de moment orbital l et de spin s . \vec{H}_0 est donc proportionnel au moment angulaire total de l'électron J . Cette interaction lèvera la dégénérescence sur les niveaux atomiques de structure fine. Il apparaîtra alors un nombre N_F de niveaux hyperfins ($|I-J| \leq N_F \leq I+J$) de spin atomique F . D'autre part, si on ne considère plus le noyau comme un point chargé mais ayant une extension spatiale de sa charge, l'interaction électrostatique produit une correction par rapport à l'énergie de Coulomb qui s'exprime comme le produit de Q_s par dV , où Q_s est le moment quadripolaire du noyau et dV le gradient de champ électrique produit par les électrons sur le noyau : les niveaux électroniques seront ainsi déplacés en énergie et ceci uniquement si la distribution de charge électronique ou nucléaire n'est pas sphérique (spin I et J différents de 0

et 1/2) : ce fait est exploité pour mesurer les paramètres de forme nucléaire comme on le verra plus tard.

Donc dans l'étude de la structure hyperfine, les quantités que l'on mesurera seront les termes d'interactions. Dans ceux-ci, on cherchera toujours à séparer la partie atomique de la partie nucléaire.

A. L'interaction magnétique

En électrodynamique classique, on peut exprimer l'énergie d'interaction magnétique entre le noyau et les électrons en terme de densité de courant électronique $\vec{\eta}$ et de potentiel

vecteur nucléaire \vec{A} . Cette énergie s'écrit alors : $V_{magn} = - \int \vec{A} \cdot \vec{\eta} d\tau$.

\vec{A} peut être développé (en dehors du noyau) en puissance de r^{-1} . Il devient alors en première

approximation le potentiel nucléaire d'un point magnétique : $\vec{A} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{\vec{\mu}_I \times \vec{r}}{r^3}$.

Ainsi, dans V_{magn} , la quantité $\frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{\vec{r} \times \vec{\eta}}{r^3} d\tau$ représente le champ magnétique $H(0)$ créé par les

électrons au centre du noyau. V_{magn} s'exprime alors comme : $V_{magn} = -\mu_I H(0) \cos(\mu_I, H(0))$.

En développant μ_I et $H(0)$ sur la base (I, J), on obtient $W_{magn} = -\mu_I H(0) \cos(I, J)$.

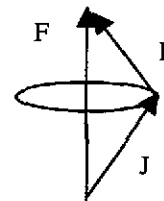
Avec $\cos(I, J) = \frac{F^2 - I^2 - J^2}{2IJ}$ (cf dessin), on a $W_{magn} = \frac{\mu_I H(0) C}{2IJ}$

où $C = F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)$.

On appellera $A = \frac{\mu_I H(0)}{IJ}$ la constante magnétique de structure hyperfine. L'ordre de

grandeur de $H(0)$ est d'environ 10^6 Gauss.

La partie d'interaction étant bien définie, il faut maintenant déterminer $H(0)$ pour extraire le moment magnétique à partir de la mesure de A ; $H(0)$ étant la partie électronique, il est constant sur une chaîne isotopique et ne dépend que de Z . Il peut être déterminé de deux manières : par le calcul, ou expérimentalement.



1) Calcul de H(0)

H(0) s'exprime comme : $H(0) = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2\mu_B}{h} \left\langle \frac{1}{r^3} \right\rangle_{nl}$ où $\langle 1/r^3 \rangle_{nl}$ représente l'intégrale

radiale de l'électron se déplaçant dans le champ créé par le noyau. Son calcul est extrêmement difficile puisqu'il faut développer $\langle 1/r^3 \rangle_{nl}$ sur toutes les configurations trou-électron du niveau atomique. On doit donc calculer chaque contribution à la constante magnétique de structure hyperfine pour chaque configuration électron-trou ³⁾. Lorsqu'il s'agit d'un électron s

l'expression de H(0) est plus simple: $H_{ns}(0) = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2\mu_B}{h} \frac{8\pi}{3} |\Psi(0)|_{ns}^2$, où $|\Psi(0)|_{ns}^2$ représente la densité de probabilité de présence de l'électron s dans le noyau. Nous verrons par la suite comment est calculé $|\Psi(0)|_{ns}^2$.

2) Détermination expérimentale de H(0).

C'est le moyen le plus souvent employé : si on connaît avec précision le moment magnétique d'un isotope (stable par exemple), on détermine H(0) à partir d'une mesure du A de cet isotope. Cela signifie que le rapport A/μ_I est constant sur une chaîne isotopique. C'est vrai à quelques pour cents près (entre 1 et 10 %) à cause de l'anomalie hyperfine.

3) L'anomalie hyperfine

Jusqu'à présent, nous avons représenté le noyau comme un point magnétique. Or, dans les éléments lourds par exemple, la distribution magnétique s'étend sur tout le volume du noyau. Ainsi, sur une chaîne isotopique, cette distribution vue par l'électron est différente d'un isotope à l'autre. C'est ce qu'on appelle l'effet Bohr-Weisskopf qui introduit une légère perturbation sur H(0) ⁴⁾. La constante magnétique de structure hyperfine A s'écrit alors : $A = A_{pt}(1 + \epsilon)$, où A_{pt} est la valeur de A pour un noyau "point". Avec $A_{pt} = \mu_I H(0) / IJ$ et $\mu_I = I g_I$, on a pour deux isotopes de masse M_1 et M_2 :

$$\frac{A_{M_1}}{A_{M_2}} = \frac{g_I(M_1)}{g_I(M_2)} \left(\frac{1 + \epsilon_1}{1 + \epsilon_2} \right) \cong \frac{g_I(M_1)}{g_I(M_2)} (1 + {}^1\Delta^2), \text{ avec } {}^1\Delta^2 = (\epsilon_1 - \epsilon_2) \text{ obtenu à partir du}$$

développement limité : $(1 + \epsilon_1)(1 + \epsilon_2)^{-1} \cong (1 + \epsilon_1)(1 - \epsilon_2) \cong 1 + \epsilon_1 - \epsilon_2$.

${}^1\Delta^2$ est appelée anomalie hyperfine entre deux isotopes. Elle est de l'ordre de quelques millièmes et pourra atteindre quelques centièmes aux alentours des masses 200.

B. L'interaction électrostatique

À partir du moment où le noyau possède une extension spatiale de sa charge, l'interaction de Coulomb doit être remplacée par une expression plus générale représentant l'énergie électrostatique. Pour la structure hyperfine, on rajoute à cette énergie de Coulomb un terme prenant en compte la densité spatiale de la charge nucléaire. L'énergie électrostatique s'écrit donc:

$$V_{elec.} = e \int_0^{r_0} \rho_n \cdot \phi_e d\tau - \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0} \int_0^{r_0} \frac{\rho_e d\tau}{r}, \text{ où } e\rho_n \text{ et } e\rho_e \text{ représentent les densités de charge}$$

nucléaire et électronique, ϕ_e le potentiel électrostatique des électrons orbitaux et $d\tau$ le volume élémentaire. On peut montrer que V_{elec} se développe en deux termes multipolaires ¹⁾:

- un terme d'ordre dipolaire qui représente l'interaction entre le moment dipolaire électrique nucléaire et le champ électrique produit par les électrons sur le noyau. Ce moment est nul comme tous les moments d'ordre impair, à cause de la symétrie par rapport au plan équatorial que possède l'atome (deux points électriques symétriques de même potentiel pour E1, deux plans symétriques de même gradient de potentiel pour E3, etc.).

- un terme d'ordre quadrupolaire provoqué par l'interaction du gradient de champ électrique avec le moment quadrupolaire du noyau. Pour l'énergie du niveau atomique, l'énergie

additionnelle, due à cette interaction, s'écrit: $W_Q = \frac{eQ_s \phi_{ZZ}(0)}{4} \left(\frac{3}{2} \cos^2 \theta - \frac{1}{2} \right)$ où ϕ_{ZZ} est le

gradient de champ crée par le mouvement des électrons dans le noyau et moyenné suivant la direction Oz . On identifie θ par l'angle formé entre l'axe d'inertie du noyau I et celui du cortège

électronique J . Le gradient ϕ_{ZZ} devient alors ϕ_{JJ} . Ainsi, $W_Q = \frac{eQ_s \phi_{JJ}(0)}{4} \left(\frac{3}{2} \cos^2(I, J) - \frac{1}{2} \right)$.

Comme pour l'interaction magnétique, on utilise le spin total F de l'atome pour exprimer ces énergies électrostatiques.

$$\text{On obtient finalement : } W_Q = eQ_s \phi_{JJ}(0) \cdot \left(\frac{3/2 \cdot C(C+1) - 2I(I+1)(J+1)}{4I(2I-1)J(2J-1)} \right),$$

avec $C = F(F+1) - J(J+1) - I(I+1)$.

On appellera $B = eQ_s \phi_{JJ}$ la constante électrostatique de structure hyperfine. L'ordre de grandeur de grandeur de ϕ_{JJ} est d'environ 10^{21} V/m². De la même manière qu'avec l'interaction magnétique, il faut maintenant déterminer ϕ_{JJ} pour extraire le moment quadrupolaire à partir

de la mesure de B . Le paramètre ϕ_{JJ} est purement électronique et peut aussi être déterminé de deux manières (comme $H(0)$).

1) Calcul de ϕ_{JJ}

Pour une distribution de charge $e\rho_e$, le potentiel électrostatique à l'origine du noyau s'écrit

$$\text{classiquement : } \phi_{JJ}(0) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} e \int \frac{\rho_e}{r} d\tau.$$

On peut montrer qu'un traitement quantique de cette expression conduit à :

$$\phi_{JJ}(0) = \pm \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{2j-1}{2j+2} \left\langle \frac{1}{r^3} \right\rangle_{nl}^{(1)}. \text{ Le signe } \pm \text{ provient du fait qu'il s'agit d'un électron ou d'un}$$

trou, $j=l\pm 1/2$ et $\langle 1/r^3 \rangle_{nl}$ représente toujours l'intégrale radiale de l'électron dans l'atome. Il s'agit de la même quantité qui intervient dans le calcul de $H(0)$ et on l'obtient par des calculs MCDF⁵⁾ (Multi-Configuration-Dirac-Fock) comme nous verrons par la suite.

2) Détermination expérimentale de $\phi_{JJ}(0)$

De la même façon que pour déterminer $H(0)$, il faut connaître le moment quadrupolaire d'un isotope. On détermine donc $\phi_{JJ}(0)$ par la mesure du B de cet isotope. Cela suppose que B/Q_s soit constant. Encore une fois, ceci est vrai à quelques pour cents près car il apparaît ici un autre effet appelé effet Sternheimer⁶⁾ qui perturbe cette constance. En effet, les autres électrons s et $p_{1/2}$ présents dans le noyau "écrantent" Q_s vu par l'électron utilisé pour la transition atomique. On introduit alors une correction calculée semi-empiriquement pour une sous-couche l ⁷⁾.

C. Les transitions hyperfines

Deux types de transitions apparaissent :

- 1) Les transitions entre différents multiplets de structure hyperfine : ce sont les transitions dipolaires électriques qui ont lieu entre niveaux de parités différentes. Pour les électrons périphériques, l'ordre de grandeur de l'énergie de ces transitions est de 10^4 GHz soit quelques électronvolts (ce qui correspond au rayonnement visible ou ultra-violet).

2) Les transitions à l'intérieur d'un multiplet : ce sont les transitions magnétiques dipolaires qui ont lieu entre niveaux de même parité. L'ordre de grandeur de ces transitions est de quelques GHz (transitions dans le domaine de la radiofréquence).

Pour ces deux types de transitions, la règle de sélection est la suivante : $\Delta F=0, \pm 1$ avec $F=0 \rightarrow F'=0$ interdit.

En pratique, les expériences de spectroscopie laser seront effectuées sur des transitions dipolaires électriques et les expériences de spectroscopie radiofréquence sur des transitions dipolaires magnétiques.

La figure 2 représente la structure hyperfine de l'atome ^{189}Pt obtenue par spectroscopie laser.

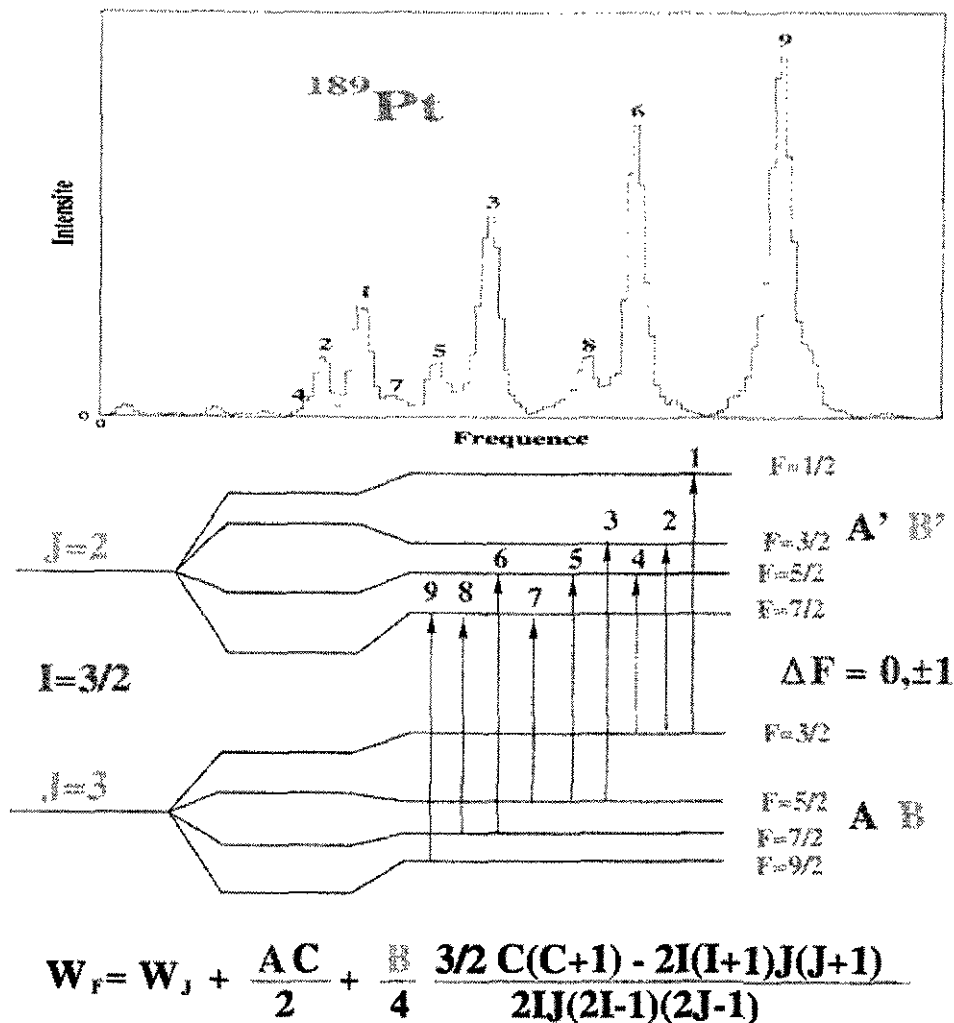


Figure 2 : Structure hyperfine de l'isotope ^{189}Pt .

Chaque transition du spectre hyperfin peut être identifiée grâce à son intensité. Ces dernières sont calculées selon la méthode de Russel et Saunders⁸⁾. Chaque niveau hyperfin ayant une

énergie bien définie en fonction de I , J et F (cf. Fig. 2), on peut par différences de transitions hyperfines du spectre, extraire les 4 constantes de structure hyperfine : A et B pour l'état atomique fondamental et A' et B' pour l'état excité. On remonte ainsi aux moments nucléaires après avoir déterminé les parties électroniques $H(0)$ et $\phi_{JJ}(0)$.

III. Le déplacement isotopique

Quand on étudie une série isotopique, on mesure les spectres hyperfins de tous les isotopes accessibles et en les plaçant les uns en dessous des autres à la même échelle. On s'aperçoit que le centre de gravité de chaque structure hyperfine se déplace en fonction de la fréquence (voir Fig. 3) : c'est le déplacement isotopique.

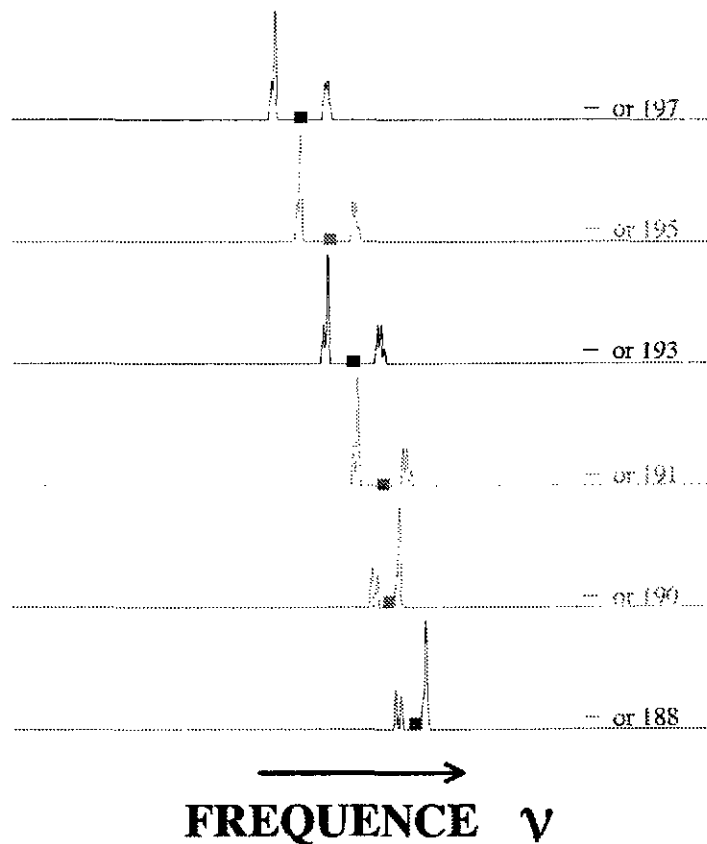


Figure 3 : Déplacement isotopique de quelques atomes d'or.

Deux effets doivent alors être pris en compte : le déplacement isotopique de masse dû à la différence d'énergie cinétique du système électron-noyau entre deux isotopes et le

déplacement isotopique de volume dû à la différence d'extension spatiale de la charge électrique entre deux noyaux.

A. Le déplacement isotopique de masse.

Cet effet s'explique de la manière suivante : quand la masse A de l'atome augmente entre deux isotopes, l'énergie cinétique totale de l'atome augmente et on aura ainsi un déplacement des niveaux électroniques en $1/A^2$. Le déplacement isotopique de masse comporte deux termes cinétiques : un terme électron-noyau et un terme électron-cortège-noyau.

La résultante des impulsions de tous les électrons $\vec{P}_e = \sum_{i=1}^Z \vec{P}_i$. L'énergie cinétique

totale est donc $T_e = \sum_{i=1}^Z \frac{\vec{P}_i^2}{2m_e}$.

Pour le noyau, son impulsion dans le centre de masse de l'atome $\vec{P}_N = -\vec{P}_e = -\sum_{i=1}^Z \vec{P}_i$

car on a conservation de l'impulsion.

Son énergie cinétique est donc $T_N = \frac{\vec{P}_N^2}{2M_N} = \frac{\left(\sum_{i=1}^Z \vec{P}_i\right)^2}{2M_N} = \sum_{i=1}^Z \frac{\vec{P}_i^2}{2M_N} + \sum_{i<j} \frac{\vec{P}_i \cdot \vec{P}_j}{M_N}$.

L'énergie cinétique totale de l'atome $T_A = T_N + T_e$, d'où $T_A = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{M_N} + \frac{1}{m_e} \right) \sum_{i=1}^Z \vec{P}_i^2 + \sum_{i<j} \frac{\vec{P}_i \cdot \vec{P}_j}{M_N}$

Avec $\frac{1}{\mu} = \frac{1}{M_N} + \frac{1}{m_e}$ masse réduite de l'atome, on a : $T_A = \sum_{i=1}^Z \frac{\vec{P}_i^2}{2\mu} + \sum_{i<j} \frac{\vec{P}_i \cdot \vec{P}_j}{M_N}$.

Le premier terme, $T_1 = \sum_{i=1}^Z \frac{\vec{P}_i^2}{2\mu}$ (interaction électron-noyau) est appelé effet normal de

masse. Entre deux niveaux atomiques, il dépend de la fréquence les séparant : $T_A = h\nu_A$. Si on

suppose qu'il n'y a pas d'effet dû à la masse au noyau, la fréquence ν_A deviendra ν , fréquence de structure fine (sans interaction électron-noyau). Comme cette dernière ne dépend pas de la masse de l'isotope, cela revient à considérer le noyau avec une masse infinie; on écrit alors :

$$T_\infty = h\nu = \sum_{i=1}^Z \frac{\overline{P_i}^2}{2m_e}.$$

Avec $\mu = m_A$ et $\sum_{i=1}^Z \overline{P_i}^2 = 2\mu h\nu_A = 2m_e h\nu$, on a :

- pour un atome de masse A : $\nu_A = \frac{m_e}{m_A} \nu$

- pour un atome de masse A' : $\nu_{A'} = \frac{m_e}{m_{A'}} \nu$.

Entre deux isotopes A et A', on aura donc la variation de fréquence suivante :

$$\Delta\nu_{AA'} = m_e \nu \left(\frac{1}{m_A} - \frac{1}{m_{A'}} \right), \text{ ou encore } \Delta\nu_{AA'} \cong m_e \nu \left(\frac{A' - A}{AA'} \right). \text{ C'est donc l'effet normal de}$$

masse appelé également effet de Bohr qui est aisément calculable.

Le deuxième terme $T_2 = \sum_{i < j} \frac{\overline{P_i \cdot P_j}}{M_N}$ représente l'interaction entre l'électron, le cortège

et le noyau : c'est l'effet spécifique de masse.

Il peut être positif ou négatif et est difficile à calculer car il dépend des corrélations entre les électrons. Il peut être estimé de deux manières:

- 1) Par le calcul : calculs Hartree-Fock non relativistes pour déterminer la fonction d'onde atomique totale ⁹⁾, calculs MCHF (Hartree-Fock multiconfigurationnel) où la fonction d'onde est développée sur un mélange d'états ¹⁰⁾, ou encore par des calculs à N corps pour les atomes légers ¹¹⁾.
- 2) Par des méthodes semi-empiriques c'est-à-dire en utilisant des données expérimentales sur des transitions connues. On peut utiliser pour cela d'autres transitions optiques ou bien des transitions de rayonnement X ou muonique ¹²⁾. Il s'agit alors d'un King-Plot, méthode que nous détaillerons par la suite.

Indépendamment de la méthode utilisée, les transitions du type $ns \rightarrow np$ ou $ns^2 \rightarrow np$ semblent correspondre à un faible effet spécifique de masse¹³⁾. Ainsi à partir d'une compilation sur des variations de rayons carrés moyens de charge sur la plupart des éléments et pour plusieurs transitions, la valeur de $\delta v_{SMS}^{A,A'}$ (déplacement isotopique spécifique de masse) a été estimé comme :

$$\delta v_{SMS}^{A,A'} = (0,3 \pm 0,9) \delta v_{NMS}^{A,A'} \text{ pour une transition } ns \rightarrow np$$

$\delta v_{SMS}^{A,A'} = (0 \pm 0,5) \delta v_{NMS}^{A,A'}$ pour une transition $ns^2 \rightarrow nsnp$ ¹³⁾ où $\delta v_{NMS}^{A,A'}$ est l'effet normal de masse.

En résumé, le déplacement isotopique de masse s'écrit comme :

$$\Delta v_{A,A'}^{Masse} = \left(\frac{A'-A}{AA'} \right) \left(\frac{m_e}{m_p} v + k_s \right) \text{ où } k_s \text{ correspond à l'effet spécifique de masse. Comme cet}$$

effet est en $1/A^2$, il est grand pour les masses légères et petit pour les masses lourdes. Sa valeur peut atteindre 10^5 GHz pour l'hydrogène et 0,1 GHz pour l'or ($A \approx 200$). Il devient très petit devant l'effet de volume pour $A \geq 100$.

B. Le déplacement isotopique de volume.

Ce déplacement isotopique est dû à la variation de la densité de charge d'un isotope à l'autre qui est ressentie par les électrons s et $p_{1/2}$ présents dans le noyau. Quand on augmente le nombre de neutrons le long d'une chaîne isotopique, la densité globale de charge volumique du noyau diminue et donc le gradient de champ électrique vu par ces électrons diminue. Leurs niveaux atomiques se resserrent alors d'autant plus que les noyaux sont riches en neutrons. Ceci diminue la différence d'énergie (ou fréquence) d'un isotope à l'autre. Comme le rayon de charge d'un noyau est directement lié au nombre de nucléons (typiquement en une loi en $A^{1/3}$), le déplacement isotopique de volume est proportionnel à la différence du rayon carré moyen de charge nucléaire.

On peut donc écrire la variation d'énergie qui a lieu entre deux isotopes A_1 et A_2 pour un

niveau (ou électron) s ou $p_{1/2}$ ¹⁾ : $\delta W_{A_1 A_2} = \int_0^{r_0} e \rho_e(r) \delta \phi(r) 4\pi r^2 dr$, où $\rho_e(r)$ est la densité de

charge électronique dans la région du noyau et $\delta\phi(r)$ la variation du potentiel nucléaire entre les deux noyaux.

Maintenant, entre deux niveaux e_1 et e_2 on peut développer cette différence de fréquence en quatre termes croisés niveau-isotope ¹⁴⁾:

$$\delta\nu_{A_1A_2} = -e^2 \iint dr.dr' \frac{1}{|r-r'|} \times \{ [\rho_{A_1}(r) \cdot \rho_{e_1}(r') - \rho_{A_1}(r) \cdot \rho_{e_2}(r')] - [\rho_{A_2}(r) \cdot \rho_{e_1}(r') - \rho_{A_2}(r) \cdot \rho_{e_2}(r')] \}$$

où $\rho_{A_i}(r)$ est la distribution de la charge nucléaire de l'isotope A_i et $|r-r'|$ représente la différence de rayon entre les deux isotopes. La densité électronique ρ_e à l'intérieur du noyau peut s'exprimer sous forme polynômiale comme $\rho = a_0 + a_2 r^2 + a_4 r^4 + \dots$

Ainsi, on peut écrire chacune des quatre intégrales de l'expression ci-dessus sous la forme suivante :

$$\frac{2\pi}{3} Ze^2 a_0 \langle r^2 \rangle^A + \frac{\pi}{5} Ze^2 a_2 \langle r^4 \rangle^A + \frac{2\pi}{21} Ze^2 a_4 \langle r^6 \rangle^A + \dots$$

et si on effectue la différence de celles-ci, on obtient finalement :

$$\delta\nu_{A_1A_2}^{vol} = \frac{2\pi}{3} Ze^2 \left(\Delta a_0 \Delta \langle r^2 \rangle_{A_1A_2} + \frac{3}{10} \Delta a_2 \Delta \langle r^4 \rangle_{A_1A_2} + \frac{1}{7} \Delta a_4 \Delta \langle r^6 \rangle_{A_1A_2} + \dots \right)$$

avec Δa_0 différence des densités électroniques au centre du noyau ($r=0$) entre les deux configurations (fondamentale et excitée). Δa_0 peut être aussi écrite comme $\Delta|\psi(0)|^2$.

$\Delta \langle r^\alpha \rangle_{A_1A_2}$ est la différence des valeurs attendues de r^α sur la distribution de charge nucléaire des deux noyaux.

La dernière expression aura donc la forme suivante :

$$\delta\nu_{A_1A_2}^{vol} = \frac{2\pi}{3} Ze^2 \Delta|\Psi(0)|^2 \left(\Delta \langle r^2 \rangle_{A_1A_2} + \frac{3}{10} \frac{\Delta a_2}{\Delta a_0} \Delta \langle r^4 \rangle_{A_1A_2} + \frac{1}{7} \frac{\Delta a_4}{\Delta a_0} \Delta \langle r^6 \rangle_{A_1A_2} + \dots \right)$$

$$\delta\nu_{A_1A_2}^{vol} = \frac{2\pi}{3} Ze^2 \Delta|\Psi(0)|^2 \Delta \langle r^2 \rangle_{A_1A_2} \left(1 + \frac{3}{10} \frac{\Delta a_2}{\Delta a_0} \frac{\Delta \langle r^4 \rangle_{A_1A_2}}{\Delta \langle r^2 \rangle_{A_1A_2}} + \frac{1}{7} \frac{\Delta a_4}{\Delta a_0} \frac{\Delta \langle r^6 \rangle_{A_1A_2}}{\Delta \langle r^2 \rangle_{A_1A_2}} + \dots \right)$$

$$\delta\nu_{A_1A_2}^{vol} = \frac{2\pi}{3} Ze^2 \Delta|\Psi(0)|^2 \Delta \langle r^2 \rangle_{A_1A_2} \left(1 + \frac{C_2}{C_1} \frac{\Delta \langle r^4 \rangle_{A_1A_2}}{\Delta \langle r^2 \rangle_{A_1A_2}} + \frac{C_3}{C_1} \frac{\Delta \langle r^6 \rangle_{A_1A_2}}{\Delta \langle r^2 \rangle_{A_1A_2}} + \dots \right)$$

C_2/C_1 et C_3/C_1 sont appelés coefficients de Seltzer et ont été calculés pour tous les éléments à partir de déplacement isotopique sur des transitions X (pour l'état atomique $1s$)¹⁵⁾.

G. Torbhom *et al.*¹⁴⁾ ont montré en calculant ces coefficients pour les atomes neutres que la contribution essentielle provient de la couche $1s^2$. Par conséquent, utiliser ceux-ci pour tous les atomes est une bonne approximation.

Maintenant, si on utilise le modèle de la goutte liquide pour extraire $\frac{\Delta \langle r^4 \rangle_{A_1 A_2}}{\Delta \langle r^2 \rangle_{A_1 A_2}}$ et

$\frac{\Delta \langle r^6 \rangle_{A_1 A_2}}{\Delta \langle r^2 \rangle_{A_1 A_2}}$ (avec $R=r_0 A^{1/3}$ et $r_0=1.2 \text{ fm}$) on obtient :

$$v_{A_1 A_2}^{vol} = \frac{2\pi}{3} Z e^2 \Delta |\Psi(0)|^2 \Delta \langle r^2 \rangle_{A_1 A_2} \left(1 + \frac{C_2}{C_1} \frac{10}{7} R^2 + \frac{C_3}{C_1} \frac{5}{3} R^4 + \dots \right)$$

ou encore : $\delta v_{A_1 A_2}^{vol} = F_\lambda \Delta \langle r^2 \rangle_{A_1 A_2} K$.

On pose $F_\lambda = \frac{2\pi}{3} Z e^2 \Delta |\Psi(0)|^2$ facteur électronique de la transition λ

et $K = 1 + \frac{C_2}{C_1} \frac{10}{7} R^2 + \frac{C_3}{C_1} \frac{5}{3} R^4$ ¹⁴⁾.

Grâce à la connaissance des coefficients de Seltzer, nous pouvons tracer K en fonction de Z (voir Fig. 4).

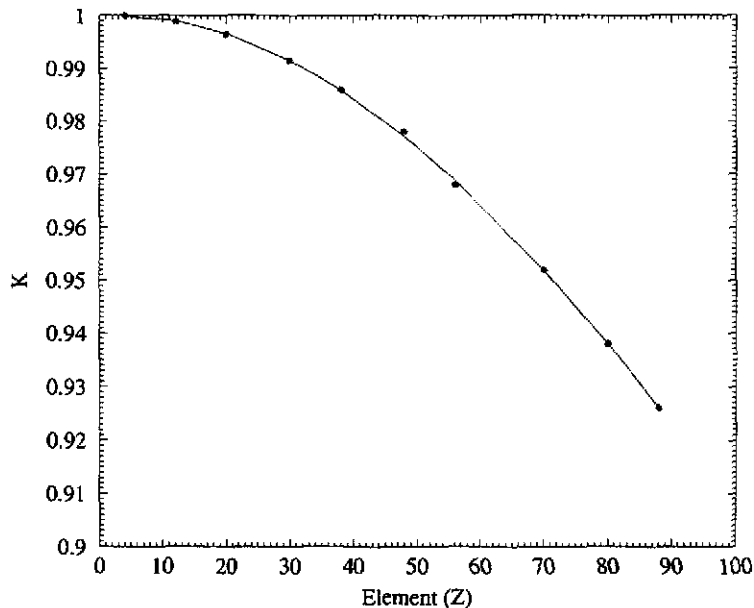


Figure 4 : Variation de K en fonction de l'élément.

Ayant isolé les parties électronique et nucléaire dans le déplacement isotopique de volume, il nous reste à calculer le facteur F_λ pour extraire la variation du rayon carré moyen de charge. F_λ étant un paramètre atomique, il ne sera fonction que de Z et sera donc constant sur une chaîne isotopique.

Calcul du facteur F_λ

La principale difficulté est de calculer la variation de la densité de probabilité de l'électron dans le noyau $\Delta|\psi(0)|^2$ lors de la transition. Nous pouvons le calculer à l'aide de quatre méthodes : 2 méthodes semi-empiriques et 2 méthodes de type Hartree-Fock.

1) Méthodes semi-empiriques:

On suppose tout d'abord que $\Delta|\psi(0)|^2 = \Delta|\psi(0)|_{nr}^2 f(Z)$ où les effets relativistes apparaissant dans la fonction d'onde sont introduit *a posteriori* dans un terme de déplacement isotopique $f(Z)$. Ce terme a été calculé pour tous les éléments et entre deux isotopes A_1 et A_2 ^{13), 16)}:

$$f(Z) = (5/2)\bar{A}^{-1/3} \cdot \frac{1}{r_0^2} \cdot \frac{1}{A_2 - A_1} \cdot C_{unif}^{A_1, A_2} \text{ avec } r_0 = 1.2 \text{ fm, } \bar{A} = \frac{A_1 + A_2}{2} \text{ et}$$

$$C_{unif}^{A_1, A_2} = (A_2 - A_1) C_{unif}^{A+1, A} + \beta(Z) \cdot \left\{ \left[A_2^{2\gamma/3} - A_1^{2\gamma/3} \right] - (A_2 - A_1) \left[(\bar{A} + 1)^{2\gamma/3} - \bar{A}^{2\gamma/3} \right] \right\}$$

($\gamma = (1 - \alpha^2 Z^2)^{1/2}$ et *unif* pour sphère uniformément chargée).

Le problème est ainsi réduit à la détermination de $\Delta|\Psi(0)|_{nr}^2$ non relativiste que l'on peut relier à la densité de charge de l'électron de valence ns : $\Delta|\Psi(0)|_{nr}^2 = \beta |\Psi_{ns}(0)|_{nr}^2$ où $|\Psi_{ns}(0)|_{nr}^2$ est la densité de probabilité de l'électron ns et β un paramètre qui prend en compte l'écrantage de l'électron de valence en question par les autres électrons présents au cœur du noyau. Ce facteur d'écran est très difficile à estimer si on n'effectue pas des calculs multiconfigurationnels. Il est donné pour certains éléments dans la référence ¹³⁾.

$$\text{En résumé : } \Delta|\Psi(0)|^2 = f(Z) \cdot \beta \cdot |\Psi_{ns}(0)|_{nr}^2.$$

Connaissant $f(Z)$ et β , il nous reste à déterminer $|\Psi_{ns}(0)|_{nr}^2$. Il y a encore une fois deux méthodes semi-empiriques pour calculer $|\Psi_{ns}(0)|_{nr}^2$.

a) La formule de Fermi-Goudsmit-Segré¹⁾: cette expression (datant de 1933) suppose que les électrons sont sur des orbites de Bohr et qu'il y a interpénétration de ces orbites.

Dans ce cas, $|\Psi(0)_{ns}|_{nr}^2 = \frac{1}{\pi a_0^3} \frac{Z^3}{n^3}$ devient $|\Psi(0)_{ns}|_{nr}^2 = \frac{1}{\pi a_0^3} \frac{ZZ_a^2}{n_a^3} \frac{dn_a}{dn}$ où Z_a est la charge

effective (1 pour les atomes neutres, 2 pour les ions 1^+ , etc.), n_a est le nombre quantique effectif (nombre quantique principal – une correction de Rydberg) et dn_a/dn est le terme d'interpénétration¹⁾.

b) Par la structure hyperfine (partie magnétique)

On exprime $|\Psi_{ns}(0)|_{nr}^2$ en fonction de la valeur expérimentale de a_{ns} (constante magnétique de structure hyperfine pour une configuration ns pure) et du moment magnétique μ_I du noyau

comme : $|\Psi(0)_{ns}|_{nr}^2 = \frac{a_{ns}^{exp}}{\frac{16\pi}{3} \frac{\mu_0}{4\pi} \mu_B \frac{\mu_I}{I} F(ns_{1/2})(1-\delta)(1-\varepsilon)}$.

$F(ns_{1/2})$ est une correction relativiste (tabulée dans ¹⁾, δ la correction de Breit-Rosenthal ¹⁷⁾ et ε la correction due à l'effet Bohr-Weisskopf (voir précédemment).

En résumé, pour être applicable, cette méthode semi-empirique suppose que l'état atomique de l'état fondamental possède une configuration ns pure (sans trou d par exemple) ce qui n'est évidemment pas toujours le cas. D'autre part, l'effet d'écran est estimé en général de manière très approximative. Pour déterminer correctement le facteur F_λ de la transition, il faut prendre en compte, dès le départ, les effets relativistes c'est-à-dire *ab initio*.

2) Méthodes Hartree-Fock.

Avec ces méthodes, on calcule directement $|\Psi(0)|^2$ pour chaque état et on fait la différence.

- Calculs Dirac-Fock: la fonction d'onde atomique de l'opérateur de Dirac est développée sur une seule configuration de chacun des états. On en déduit ainsi le $|\Psi(0)|^2$ ¹⁴⁾. Ceci est valable pour les configurations pures.
- Calculs MCDF (Multi-Configuration-Dirac-Fock)⁵⁾: ici, on tient compte des mélanges entre les configurations d'un état et la fonction d'onde est développée sur

une combinaison linéaire de toutes les configurations possibles. C'est cette méthode qui donne les résultats les plus satisfaisants comme cela est montré sur le tableau 1.

Le facteur F_λ des trois transitions du tableau 1 a été extrait expérimentalement à partir de valeurs connues de $\delta\langle r^2 \rangle$ et de valeurs mesurées de déplacement isotopique (dernière colonne) sur le baryum neutre (Ba I), sur le baryum ionisé une fois (Ba II) et sur le mercure neutre (Hg I). Les deux méthodes semi-empiriques (FGS et HFS) sont en accord entre elles pour Ba II mais reproduisent mal la valeur expérimentale. Le meilleur accord est obtenu pour les calculs MCDF. Cependant on peut remarquer que pour Ba II les calculs DF reproduisent bien la valeur expérimentale : les deux états de la transition sont en effet très purs et n'ont pas besoin d'être développé sur plusieurs configurations contrairement au Ba I et au Hg I ¹⁴⁾.

	FGS	HFS	DF	MCDF	Exp
Ba I	- 3,93		-1,623	-2,996	-2,82
Ba II	- 4,98	- 4,81	-3,76		-3.80
Hg I	- 45		- 64,8	-55,36	-55,65

Tableau 1: Facteurs F_λ calculés avec les quatre méthodes et comparés aux valeurs expérimentales pour quelques transitions.

Nous allons maintenant montrer comment nous pouvons obtenir à la fois le facteur F_λ et l'effet spécifique de masse à partir de données expérimentales : c'est le King-Plot.

3) King-Plot

En résumé, le déplacement isotopique qu'on mesure se décompose en une partie masse et une partie volume. C'est évidemment avec la partie volume qu'on extrait la variation du rayon carré moyen nucléaire $\delta\langle r_c^2 \rangle$.

On a donc : $\delta v_{mes}^{A_1 A_2} = \delta v_{vol}^{A_1 A_2} + \delta v_{masse}^{A_1 A_2} = \delta v_i^{A_1 A_2}$ pour une transition i .

D'où $\delta v_i^{A_1 A_2} = F_i \delta \langle r^2 \rangle^{A_1 A_2} + M_i \frac{A_2 - A_1}{A_1 A_2}$; les deux inconnues à déterminer sont F_i et M_i

(l'effet de masse $M_i = \frac{m_e}{m_p} \nu + k_s$).

Maintenant pour une transition j :

$\delta v_j^{A_1 A_2} = F_j \delta \langle r^2 \rangle^{A_1 A_2} + M_j \frac{A_2 - A_1}{A_1 A_2}$. On peut donc écrire $\delta v_i^{A_1 A_2}$ en fonction de $\delta v_j^{A_1 A_2}$:

$$\text{Il vient } \delta v_i^{A_1 A_2} \frac{F_i}{F_j} = \delta v_j^{A_1 A_2} + \frac{A_2 - A_1}{A_1 A_2} \left(M_i - M_j \frac{F_i}{F_j} \right).$$

Il faut donc, pour extraire F_i et M_i de la transition i , connaître ces deux paramètres pour une transition j . Si c'est le cas on peut tracer $\delta v_i^{A_1 A_2}$ en fonction de $\delta v_j^{A_1 A_2}$ pour plusieurs paires d'isotopes. C'est ce qu'on appelle un King-Plot. Sur la figure 5 est représenté un King-Plot pour des isotopes de platine entre les deux transitions $\lambda=306 \text{ nm}$ et $\lambda=266 \text{ nm}$. Comme F_{266} a été déterminé par des calculs MCDF¹⁸⁾ et M_{266} avait été estimé semi empiriquement¹³⁾, nous avons pu déduire, avec des mesures de déplacement isotopique, F_{306} par la pente de la droite et M_{306} par son ordonnée à l'origine. On déduit donc du King-Plot montré Fig. 5 :

$$\frac{F_{306}}{F_{266}} = 1,12 \pm 0,05 \text{ et } M_{306} - M_{266} = -0,052 \pm 0,08 \text{ GHz.}$$

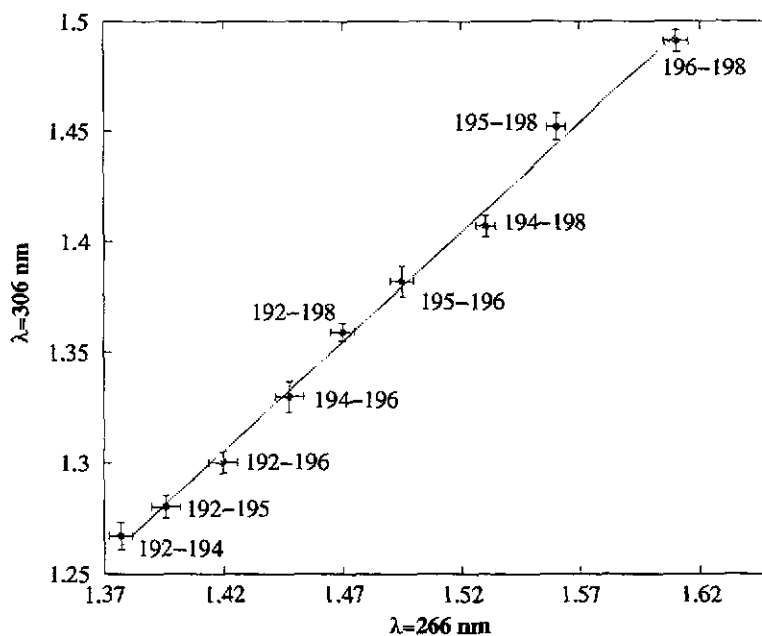


Figure 5 : King-Plot sur le platine entre les transitions $\lambda=306 \text{ nm}$ et $\lambda=266 \text{ nm}$.

En conclusion, la structure hyperfine permet d'extraire les moments magnétique et quadrupolaire spectroscopique Q_s , c'est-à-dire le moment quadrupolaire dans le repère de l'atome. Si on veut définir la forme du noyau, on doit en extraire le moment quadrupolaire intrinsèque Q_0 , c'est-à-dire le moment quadrupolaire dans le repère du noyau. Pour cela on doit faire appelle à une loi de changement de repère simple si on suppose que le noyau possède une symétrie axiale. Dans ce cas, $Q_0 = Q_s \frac{(I+1)(2I+3)}{3K^2 - I(I+1)}$ où I est le spin du noyau et

K sa projection sur l'axe de symétrie. Mais quand le noyau possède une forme triaxiale, K n'est plus un bon nombre quantique et on ne peut plus appliquer cette relation.

Par ailleurs, la mesure du déplacement isotopique permet d'obtenir la variation du rayon carré moyen de charge. On peut par la suite décomposer $\delta\langle r_c^2 \rangle$ en une partie sphérique $\delta\langle r_c^2 \rangle_{sph}$ et une partie déformée $\delta\langle r_c^2 \rangle_{def}$. La partie sphérique est facilement calculable par le modèle de la gouttelette liquide ¹⁹⁾ et là encore, si on suppose une symétrie axiale du noyau, on peut extraire la déformation quadrupolaire β en fonction $\delta\langle r_c^2 \rangle_{def}$ (les termes octupolaires, hexadécapolaires, etc. sont négligés). Avec cette hypothèse, on a deux sources pour obtenir la déformation du noyau : par la structure hyperfine (B donne Q_s) et par le déplacement isotopique ($\Delta\nu$ donne β). Ceci constitue donc un bon test des modèles nucléaires.

Maintenant, pour regarder des effets plus fins comme on le verra plus tard, il faut monter de quelques ordres de grandeur en précision. On doit alors regarder à l'intérieur des multiplets hyperfins (et non plus entre ceux-ci). Pour cela, on les observe avec une loupe en appliquant un champ magnétique extérieur.

IV. Application d'un champ extérieur.

Le fait d'appliquer un champ magnétique sur l'atome provoque la levée de dégénérescence des niveaux atomiques F en sous-niveaux m_F . On peut appliquer trois types de champs : un champ magnétique faible (quelques Gauss) : on obtient l'effet Zeeman, un

champ fort (50.000 à 150.000 Gauss) : on obtient l'effet Paschen-Back, et un champ intermédiaire.

A. L'effet Zeeman

La partie magnétique de l'hamiltonien hyperfin s'écrivant :

$W_{MHF} = \mu_I H(0) \frac{F(F+1) - I(I+1) - J(J+1)}{2IJ}$, on lui rajoute, grâce à l'application d'un

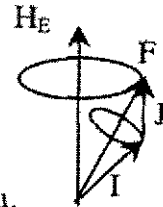
champ extérieur H_E , un terme qui interagira avec le moment magnétique total de l'atome μ_F :

$\Delta W_{F,H} = -\mu_F H_E \cos(\mu_F, H_E) = \mu_F H_E \cos(F, H_E)$, avec $\mu_F = \mu_J \cos(J, F) - \mu_I \cos(I, F)$.

Le champ magnétique découple le spin de l'atome en créant de nouveaux niveaux m_F .

On peut donc écrire $\Delta W_{F,H}$ comme $\Delta W_{F,H} = \mu_B H_E m_F g_F$ ¹⁾, où

$g_F = g_J \frac{F(F+1) + J(J+1) - I(I+1)}{2F(F+1)} - g_I \frac{F(F+1) + I(I+1) - J(J+1)}{2F(F+1)}$ est



le facteur gyromagnétique de l'atome, g_J celui de l'électron et g_I celui du noyau.

On obtient ainsi une levée de dégénérescence sur chaque niveau F en $2F+1$ niveaux Zeeman (voir Fig. 6).

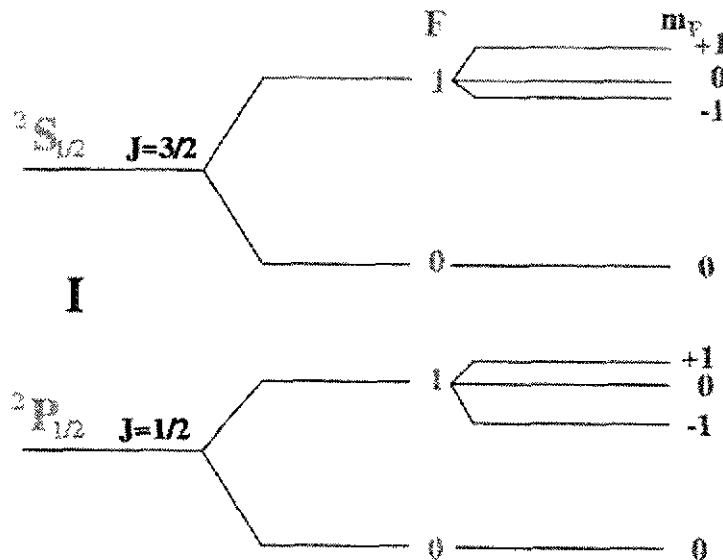


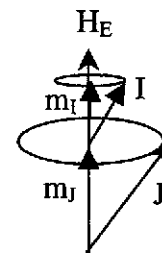
Figure 6 : Niveaux Zeeman de deux niveaux de spin $J=1/2$.

Les niveaux Zeeman sont séparés d'environ 50 MHz ce qui est très petit devant l'énergie de séparation des niveaux hyperfins qui est en moyenne de 5 GHz.

Pour que $\Delta W_{F,H}$ soit considéré comme une perturbation devant W_{MFH} , il faut que $\mu_B H_E \ll \mu_I H(0)$, donc que $H_E \ll \frac{\mu_I H(0)}{\mu_B}$ ce qui fait environ $10^3 H(0)$. Comme $H(0)$ est de l'ordre de $10^6 G$, H_E ne peut pas excéder $100 G$ pour obtenir l'effet Zeeman en champ faible.

B. L'effet Paschen-Back

Il s'agit de l'effet Zeeman en champ fort. Ici, le champ H_E est tellement important qu'il provoque le découplage de I et de J en deux types de sous-niveau m_I et m_J (voir figure).



On peut écrire l'hamiltonien Paschen-Back comme ¹⁾:

$$\Delta W_{PB} = \Delta W_{J,H} + \Delta W_{I,H} + \Delta W_{I,J} \text{ où } \Delta W_{J,H} = -\mu_B H_E J g_J \cos(J, H_0) = \mu_B H_E m_J g_J,$$

$$\Delta W_{I,H} = -\mu_B H_E I g_I \cos(I, H_0) = \mu_B H_E m_I g_I \text{ et } \Delta W_{I,J} = A I J \cos(I, J) = A m_I m_J.$$

D'où $\Delta W_{PB} = \mu_B H_E m_J g_J - \mu_B H_E m_I g_I + A m_I m_J$.

L'effet Paschen-Back est représenté schématiquement sur la figure 7.

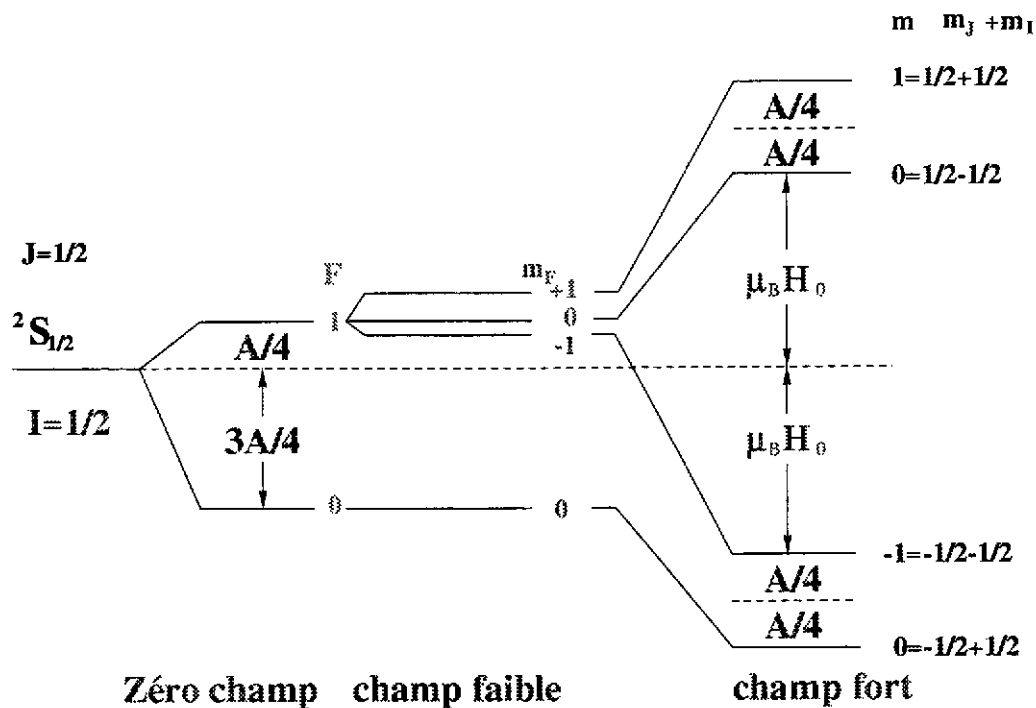


Figure 7 : Effets de l'application de 2 types de champs sur un niveau $I=J=1/2$

L'énergie de séparation des niveaux Paschen-Back étant très grande devant l'énergie de séparation hyperfine, $\Delta W_{PB} \gg W_{MHF}$, on doit avoir $H_E \gg \frac{\mu_I H(0)}{\mu_B}$. Donc $H_E \gg 10^{-3} H(0)$.

H_E doit atteindre au moins 10.000 G.

C. Effet en champ intermédiaire.

Dans ce cas, la levée de dégénérescence Zeeman est du même ordre de grandeur que levée de dégénérescence hyperfine. On peut traiter relativement facilement le cas où $J=1/2$. L'énergie totale d'un niveau (comprenant l'énergie hyperfine) peut s'écrire comme ²⁰⁾ :

$$W_H = -\frac{A}{4} - mg_I \mu_B H_E \pm \frac{1}{2} \sqrt{A^2 \left(I + \frac{1}{2}\right)^2 + 2Am(g_J - g_I) \mu_B H_E + (g_J - g_I)^2 \mu_B^2 H_E^2}, \text{ le}$$

signe + étant employé pour les niveaux $F=I+1/2$ et le signe - pour $F=I-1/2$. A est la constante magnétique de structure hyperfine et l'écart hyperfin $\delta W_0 = \frac{A}{2}(2I+1)$.

On pose: $x = \frac{g_J - g_I}{\delta W_0} \mu_B H_E$ et avec $I-1/2 < m < I+1/2$, on obtient la formule de Breit-Rabi ²⁰⁾:

$$W_H = -\frac{\delta W_0}{2(2I+1)} - mg_I \mu_B H_E \pm \frac{\delta W_0}{2} \sqrt{1 + \frac{4m}{2I+1} x + x^2}. \text{ La figure 8 représente l'évolution en}$$

énergie des niveaux Zeeman en fonction du champ extérieur appliqué.

Si H_E est faible, x^2 est petit devant 1.

$$\text{On a alors : } W_H \cong -\frac{\delta W_0}{2(2I+1)} - mg_I \mu_B H_E \pm \frac{\delta W_0}{2} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{4m}{2I+1} \frac{g_J - g_I}{\delta W_0} \mu_B H_E\right),$$

d'où $W_H \cong \frac{A}{4}(-1 \pm (2I+1)) + \frac{m \mu_B H_E}{2I+1} (g_I(2I+1 \mp 1) \pm g_J)$ et on retrouve l'expression de

l'énergie totale des niveaux en champ faible.

Si maintenant H_E est fort, x^2 est très grand devant 1.

$$\text{On a donc : } W_H \cong -\frac{\delta W_0}{2(2I+1)} - mg_I \mu_B H_E \pm \frac{\delta W_0}{2} \left(\frac{g_J - g_I}{\delta W_0} \mu_B H_E\right)$$

D'où $W_H \equiv \frac{Am_I}{2} \pm \frac{1}{2}(g_J \mu_B H_E) - m g_I \mu_B H_E$ et on retrouve l'expression des énergies dans le cas de l'effet Paschen-Back.

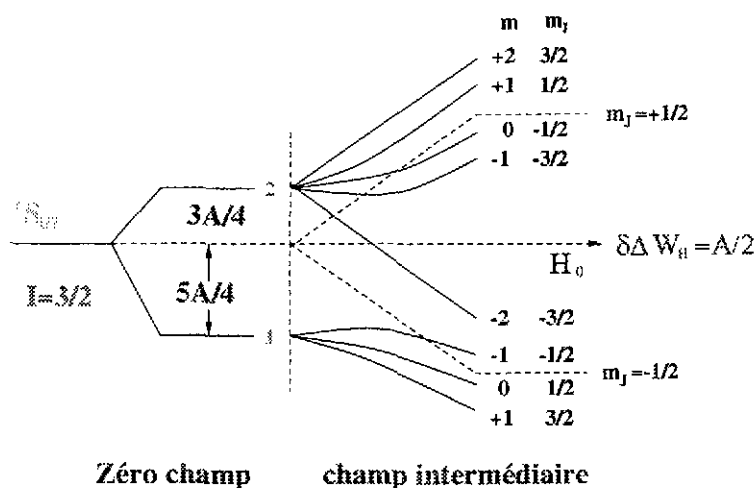


Figure 8: Evolution des niveaux Zeeman en fonction du champ magnétique pour $J=1/2$.

D. Les transitions à l'intérieur du multiplet

En champ faible, les transitions dipolaires magnétiques permises sont pour :

- $\Delta m_F=0$ (seulement pour $\Delta F=\pm 1$), composantes σ polarisées perpendiculairement au champ.
- $\Delta m_F=\pm 1$ (pour $\Delta F=0, \pm 1$), composantes π polarisées parallèlement au champ.

En champ fort, $\Delta m_J=0$, $\Delta m_I=\pm 1$ et $\Delta m_F=0$, $\Delta m_J=\pm 1$ sont permis.

Pour mesurer l'anomalie hyperfine, on utilisera des transitions en champ intermédiaire pour la mesure du facteur gyromagnétique et des transitions en champ faible pour celle de la constante magnétique de structure hyperfine A à très haute précision.

En résumé, la spectroscopie atomique peut être effectuée au moyen de deux méthodes en fonction des effets recherchés. Les lasers sont utilisés entre plusieurs multiplets hyperfins pour mesurer des grandeurs comme les moments nucléaires et la variation du rayon carré moyen de charge. Pour avoir accès à des précisions de 10^{-9} afin de quantifier, par exemple, l'anomalie hyperfine, on utilise la radiofréquence de manière à étudier des transitions à l'intérieur d'un multiplet hyperfin.

METHODES EXPERIMENTALES DE SPECTROSCOPIE LASER

En spectroscopie laser, le but d'une expérience est de mesurer le spectre hyperfin de l'atome étudié. La méthode la plus largement appliquée pour une telle étude est la spectroscopie colinéaire sur un faisceau atomique produit par un séparateur d'isotope. L'avantage d'une telle méthode est la bonne efficacité obtenue (environ 10^{-5}) et la haute résolution qu'elle procure (de 20 à 60 MHz) principalement grâce à la faible dispersion en vitesse des atomes dans la direction du faisceau. Cependant, cette méthode ne peut pas s'appliquer aux éléments qui ne sont pas produits par les séparateurs d'isotopes. Par exemple, les éléments réfractaires ne peuvent être obtenus dans la majeure partie des cas, que par décroissance radioactive d'isotopes produits par séparateur. Pour cette raison, il existe des ensembles expérimentaux qui utilisent la décroissance des isotopes radioactifs pour produire une source d'atomes réfractaires grâce à la désorption laser. Les atomes sont alors étudiés et ionisés par le processus RIS (Resonance Ionization Spectroscopy). L'efficacité d'une telle méthode est relativement bonne (10^{-5}) mais la résolution atteint 250 MHz à cause de la grande dispersion en vitesse des atomes dans le nuage d'atomes désorbés.

Dans ce chapitre, nous allons décrire les deux méthodes qui sont le plus souvent employées en les illustrant par différents exemples : la spectroscopie colinéaire et les expériences de type RIS comme le système COMPLIS.

I. La spectroscopie colinéaire

A. Principe de la spectroscopie colinéaire

La spectroscopie colinéaire consiste en une excitation laser sur faisceau atomique. Généralement, on utilise un séparateur d'isotopes qui produit des ions radioactifs mono chargés séparés en masse. Ces ions sont accélérés sous une tension de quelques dizaines de kilovolts et sont neutralisés par une cellule à échange de charge remplie d'un gaz (sodium, cadmium...)

judicieusement choisi. On choisit le gaz en fonction de son potentiel d'ionisation. En effet, les ions traversant le gaz capturent ses électrons périphériques. Celui-ci, en s'ionisant, transfère aux atomes ainsi formés une énergie égale à son potentiel d'ionisation. Les atomes sont alors en majeure partie dans un état métastable situé à la valeur du potentiel d'ionisation du gaz. Cet état est alors excité par le faisceau d'un laser continu pour atteindre un autre niveau métastable. Les atomes se désexcitent en émettant des photons de fluorescence suivant plusieurs chemins. Le signal est collecté sur un photomultiplicateur grâce à un miroir ellipsoïdal. Avec des filtres optiques, on ne détecte que les photons correspondant au chemin de désexcitation choisi. Les longueurs d'onde d'excitation et de désexcitation doivent être très différentes car sans quoi le bruit de fond apporté par la lumière laser d'excitation ne permet pas de faire de mesure. On effectue un balayage en fréquence du laser et à chaque fois que la longueur d'onde du laser correspond à une transition hyperfine, les atomes excités par absorption se désexcitent en émettant un nombre de photons directement proportionnel à l'intensité de la transition hyperfine. Un schéma de principe est représenté sur la figure 9.

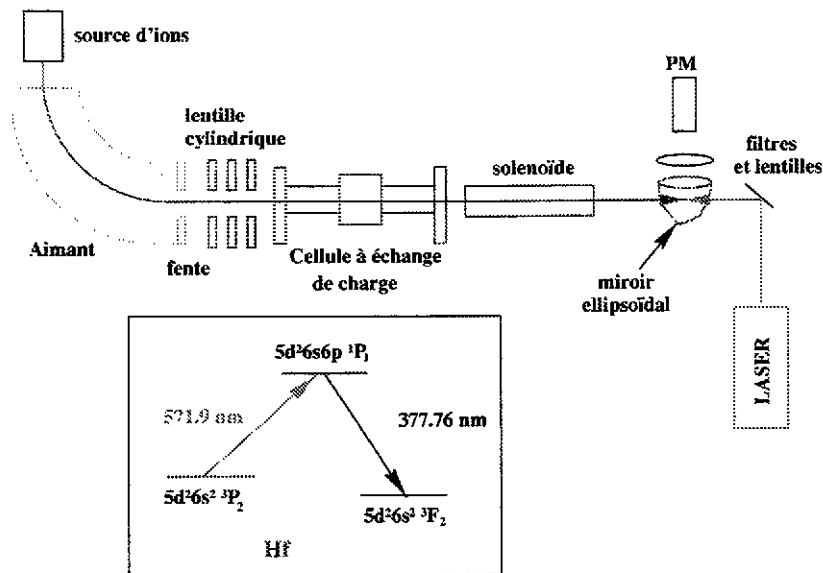


Figure 9: Schéma de principe d'une expérience de spectroscopie colinéaire sur l'hafnium.

B. Les différentes étapes de la spectroscopie colinéaire

1) la neutralisation

La figure 10 représente un schéma de neutralisation du mercure après passage dans une cellule à échange de charge remplie avec du sodium sous forme gazeuse; son potentiel

d'ionisation se situant à 5,7 V, tous les états électroniques du mercure situés au-dessus de cette valeur seront peuplés. Le laser est alors envoyé dans le faisceau d'atomes afin d'exciter par exemple l'état $6s6p\ ^3P_2$ vers l'état $6s7s\ ^3S_1$ si celui-ci est choisi comme chemin d'excitation.

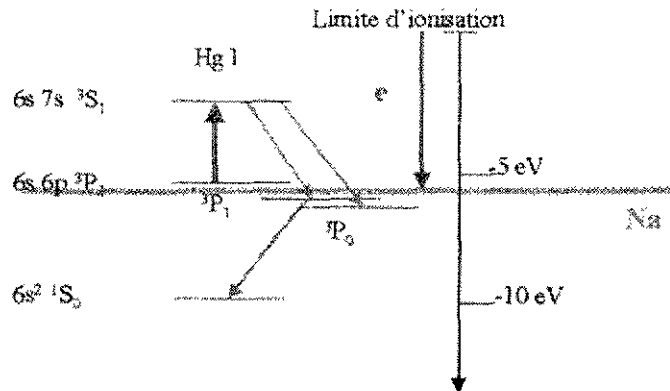
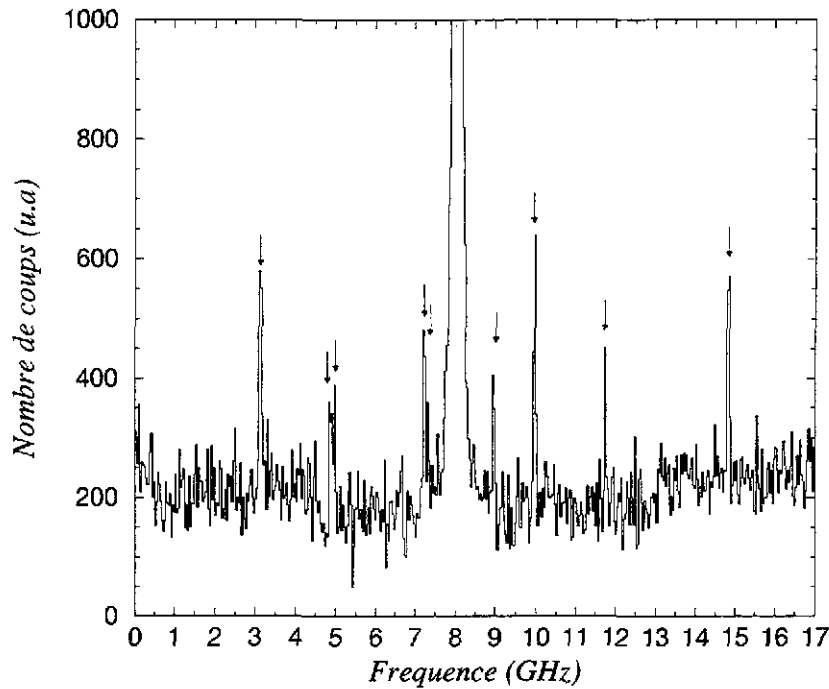


Figure 10 : Pompage optique sur le mercure après neutralisation par le sodium.

2) Le balayage en fréquence

Pour s'affranchir des molécules parasites, on laisse les atomes dériver sur une trentaine de centimètres avant d'atteindre le miroir ellipsoïdal qui renverra tous les photons vers le détecteur. Le laser doit exciter les atomes à l'intérieur de ce miroir uniquement. On place donc un solénoïde autour du tube à dérive qui éclatera les niveaux hyperfins par effet Zeeman pour les rendre invisibles par le laser entre la cellule à échange de charge et le détecteur (voir Fig. 9). A l'intérieur du miroir, le champ magnétique du solénoïde n'agira plus sur les atomes et les niveaux hyperfins pourront être excités normalement par le laser. Le balayage en fréquence est effectué non pas avec le laser mais en agissant sur la vitesse des ions. On utilise l'effet Doppler pour faire varier la fréquence que verront les atomes en plaçant une lentille cylindrique à l'entrée de la cellule à échange de charge qui pourra ralentir ou accélérer les ions. Le balayage en tension est en effet beaucoup plus stable et surtout plus rapide qu'un balayage par le laser (quelques millisecondes au lieu de quelques minutes). On peut ainsi accumuler beaucoup de spectres hyperfins en un temps relativement court. La résolution est due à la dispersion en vitesse des ions imposée par la stabilité de la tension d'accélération. En général, une variation de quelques volts sur 60 kV provoque une dispersion en fréquence d'environ 50 MHz pour un spectre de quelques GHz. Un spectre hyperfin d'un isomère de l'hafnium $^{178}\text{Hf}^{m2}$ effectué dans ces conditions est présenté figure 11 à titre d'exemple. Les

valeurs des moments nucléaires et de la variation du rayon de charge entre l'isomère et le noyau dans son état fondamental extraits du spectre sont indiqués sous cette figure ²¹⁾.



A-B- $\Delta\nu$

$$\mu = A/\langle H(0) \rangle = 8.16 (4) \text{ nm}$$

$$Q_s = B/\langle \Phi(0) \rangle = 6.00 (7) \text{ b}$$

$$\delta \langle r_c^2 \rangle_{178,178m2} = \Delta\nu/F_\lambda = -0.059 (9) \text{ fm}^2$$

Figure 11 : Spectre hyperfin de l'hafnium 178 (isomère + état fondamental). Le pic central représente l'état fondamental et les 9 raies marquées par des flèches l'état isomérique 16^+ .

3) Réduction du bruit de fond

L'interaction du faisceau avec le miroir ellipsoïdal provoque souvent un bruit de fond qui peut noyer le spectre hyperfin. Pour pallier cet inconvénient (dans le cas d'un signal très faible) on utilise la méthode des coïncidences photon-ion. On effectue alors la spectroscopie colinéaire non pas sur des atomes, mais sur des ions mono chargés. On place tout simplement à la sortie du miroir ellipsoïdal un déflecteur électrostatique suivi d'un détecteur d'ions. On comptera en même temps les photons de désexcitation de l'état atomique choisi et les ions de

l'élément étudié. On peut ainsi effectuer des mesures avec 100 ions par seconde arrivant sur le détecteur (voir ²²).

En conclusion la méthode de la spectroscopie colinéaire est très puissante compte tenu de l'excellente résolution qu'elle fournit mais elle est limitée à l'étude des éléments produits par des séparateurs d'isotopes. Les autres éléments et particulièrement les éléments réfractaires, sont très difficiles à ioniser. De ce fait, la méthode RIS (Resonance Ionization Spectroscopy) est la plus couramment utilisée car elle permet d'étudier les descendants radioactifs des éléments fournis par les séparateurs.

II. La méthode R.I.S.

A. Principe de la spectroscopie par ionisation résonante

La spectroscopie par ionisation résonante (RIS) est une technique d'une grande sélectivité et d'une grande sensibilité qui permet d'exciter un atome en mesurant sa structure hyperfine puis de l'ioniser pour le détecter ²³. A cause de la forte puissance que requiert l'étape d'ionisation, on utilise des lasers pulsés à impulsions très courtes (10 ns). Par cette méthode, l'atome d'une famille d'isotopes est excité par une ou plusieurs transitions résonantes vers un état proche du continuum d'ionisation à partir duquel il pourra être ionisé par absorption d'un seul photon provenant d'un laser de haute puissance.

La sélectivité pour détecter un atome d'un Z bien défini est très élevée (jusqu'à 10^{15} et plus) car les schémas d'ionisation résonante sont très différents d'un élément à un autre. De plus, la multiplication des étapes d'excitation améliore la sélectivité.

L'efficacité d'ionisation dépend surtout de la puissance du laser produisant l'étape d'ionisation (les étapes d'excitation étant rapidement saturées). Pour une section efficace d'ionisation variant de 10^{-17} à 10^{-19} cm², la densité de puissance nécessaire est de 10^6 à 10^8 W/cm² ²³. Une telle puissance peut être atteinte uniquement avec un laser pulsé d'énergie variant entre 10 mJ et 1 J.

B. L'exemple de l'expérience COMPLIS (Collaboration for spectroscopy Measurements using a Pulsed Laser Ion Source)

Avec cette expérience, les atomes sont produits sous forme de jet par un laser de désorption. Le principe est le suivant : les ions radioactifs sont produits et accélérés sous 60 kV par le séparateur ISOLDE en ligne avec le BOOSTER du synchrotron à protons du CERN. Ils sont séparés en masse et les isobares rentrent dans la ligne de faisceau de COMPLIS. Ils sont ensuite déviés par un aimant et ralentis par une lentille électrostatique portée à un potentiel de 59 kV afin de les déposer sous 1 kV dans les premières couches atomiques d'un support de graphite. On attend alors la décroissance radioactive de l'élément implanté en l'élément fils ou petit-fils que l'on veut étudier et lorsque le nombre d'atomes est estimé suffisant, ceux-ci sont désorbés par un laser pulsé Nd:YAG (laser solide de Grenat d'Aluminate d'Yttrium dopé au Néodyme) de chauffage sous forme de nuage atomique. Une dizaine de microseconde plus tard les atomes sont ionisés par le processus RIS en 2 ou 3 étapes atomiques à l'aide de 2 ou 3 lasers à colorant pulsés. Les ions ainsi formés peuvent être accélérés par la lentille électrostatique sous 59 kV. Ils traversent l'aimant en sens inverse et sont détectés par des galettes de micro-canaux avec identification en masse par temps de vol (voir Fig. 12). Grâce à un laser pulsé de haute résolution ²⁴⁾, on effectue un balayage en fréquence sur la première étape d'excitation. On balaye ainsi pas à pas toute la structure hyperfine de l'atome, et à chaque fois que la fréquence du laser correspond à une transition hyperfine, l'atome est excité et peut être ionisé par les autres faisceaux laser qui ont une chacun une longueur d'onde fixe. Le nombre d'ions détectés par les galettes de micro-canaux est directement proportionnel à l'intensité de la transition hyperfine.

Cependant, les conditions de désorption et le schéma d'excitation-ionisation doivent être déterminés pour chaque expérience car elles varient selon l'élément. On utilise pour cela l'injecteur (petit séparateur en masse d'ions stables) indiqué sur la figure 12. A titre d'exemple, l'or absorbe surtout les longueurs d'onde vertes (couleur du faisceau YAG) contrairement au platine qui réfléchit toutes les couleurs. De plus, comme ces deux éléments ne sont pas réfractaires de la même façon, les supports d'implantation seront donc différents. Pour chaque élément, des tests sont effectués avec l'injecteur sur plusieurs supports de graphite à différentes puissances du laser de désorption. De même, on définit également par des tests le chemin d'excitation-ionisation le plus efficace pour l'élément à étudier. De cette façon, on

mesure l'efficacité totale du système et la résolution en fréquence des spectres hyperfins. En général, l'efficacité est de l'ordre de 10^{-5} et la résolution de 250 MHz.

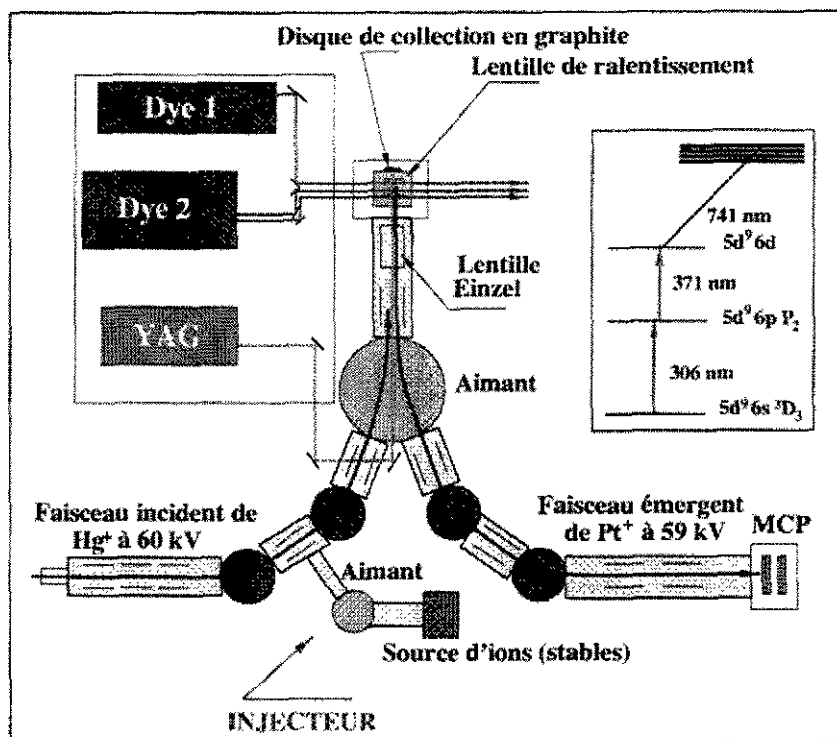


Figure 12 : Schéma de principe de l'expérience COMPLIS. L'encadré montre le schéma d'excitation-ionisation utilisé pour le platine.

On peut, grâce à ce système expérimental, étudier des noyaux très loin de la stabilité. Nous avons par exemple mesuré la variation du rayon carré moyen de charge des noyaux de platine jusqu'à la masse 178²⁵⁾ (le plus lourd des isotopes stables est ¹⁹⁸Pt soit 20 masses au dessus). La figure 13 représente un spectre typique enregistré pour ¹⁸³Pt qui possède un isomère de longue durée de vie (43 s). Les 2 raies les plus intenses sont facilement identifiables comme étant celles de l'état fondamental car son spin est 1/2. Avec son spin 7/2, l'état isomérique répartit son intensité parmi 10 principales raies.

III. Conclusion

Nous avons montré que la spectroscopie laser est un outil spécifique pour déterminer des constantes fondamentales en physique nucléaire. Cette méthode originale permet de

mesurer les moments nucléaires des noyaux ainsi que leur variation du rayon de charge indépendamment des modèles nucléaires. Elle est donc un complément indispensable à la spectroscopie nucléaire puisqu'elle aborde le noyau de l'extérieur.

Nous avons exposé deux techniques principalement utilisées en spectroscopie laser : la spectroscopie colinéaire directement sur un faisceau produit par un séparateur d'isotopes et la spectroscopie par ionisation résonante couplée à la désorption d'atomes qui permet l'étude des noyaux réfractaires non produits par un séparateur d'isotopes.

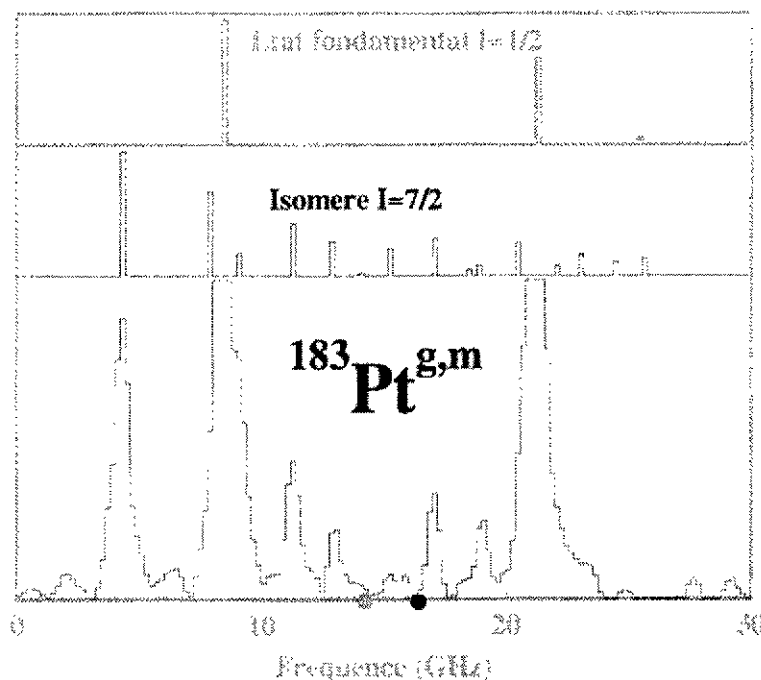


Figure 13 : Spectre hyperfin de $^{183}\text{Pt}^{g,m}$. L'échelle verticale a été volontairement saturée pour faire apparaître les raies de l'isomère. Les 2 spectres théoriques au-dessus du spectre expérimental ont été reconstitués à partir des constantes de structure hyperfine de l'état fondamental et isomérique et à partir du déplacement isomérique extraits du spectre expérimental. Les deux points sur le spectre expérimental correspondent aux deux centres de gravités des deux structures hyperfines.

Pour illustrer ces méthodes nous avons choisi de décrire des noyaux se situant dans la région de transition située autour de $A=190$. C'est en effet une région particulièrement riche dans la mesure où de nombreuses instabilités de formes ont été mises en évidence que se soit par spectroscopie nucléaire ou par spectroscopie laser. La figure 14 illustre cette région de masse en terme de variation de rayon carré moyen de charge. L'étude des noyaux de mercure

a été effectuée par spectroscopie colinéaire (puisque le séparateur ISOLDE fournit des faisceaux de mercure) et celle des autres éléments par la méthode RIS. Les nombreuses instabilités de forme apparaissant à la traversée du milieu de couche $N=104$ montrent la puissance de la spectroscopie laser qui peut mettre ainsi en évidence des phénomènes inattendus de ce type.

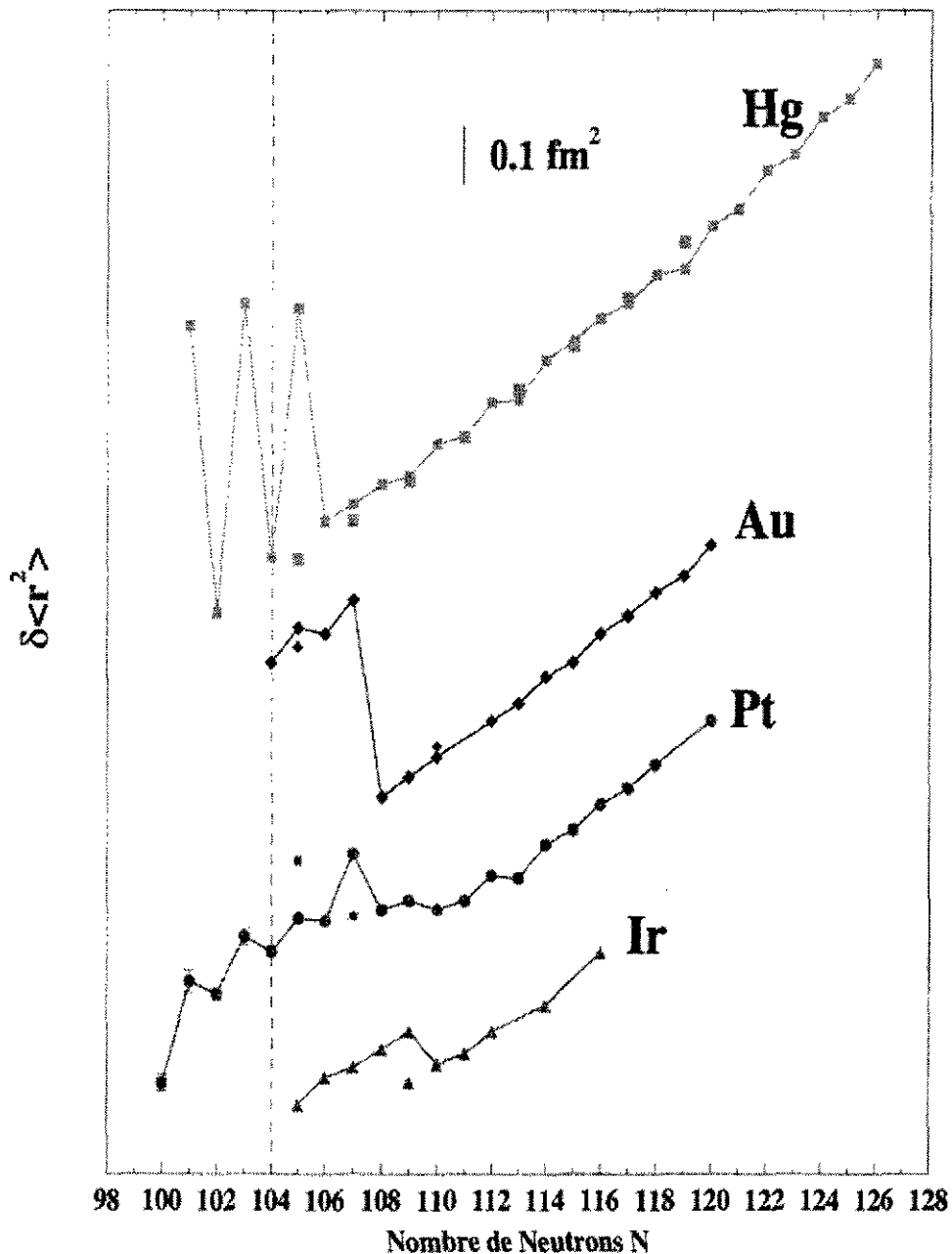


Figure 14 : Variation du rayon carré moyen de charge en fonction du nombre de neutrons des éléments de la région de transition autour de $A=190$. Pour tous, l'approche ou la traversée du milieu de couche neutron $N=104$ est accompagnée par de nombreuses instabilités de formes.

SPECTROSCOPIE RADIOFRÉQUENCE COUPLÉE AU LASER

L'étude des noyaux légers et des isotopes proches des couches magiques ne peut pas s'effectuer à l'aide de la spectroscopie laser seule car la précision obtenue avec celle-ci dépasse rarement 1 %. Ceci est dû au fait que les moments quadrupolaires sont de l'ordre du millibarn. Par ailleurs, l'étude de la structure hyperfine par spectroscopie laser ne permet pas d'atteindre le 3^{ème} et 4^{ème} ordre pour mettre en évidence des effets octupolaires ou même hexadécapolaires. De plus, si on s'intéresse aux mesures d'anomalie hyperfine, il est indispensable d'avoir la valeur du moment magnétique avec une très grande précision.

Dans cette partie nous allons décrire le principe de trois types d'expériences : les expériences β -NMR avec polarisation par laser dont la spécificité est de déterminer des moments quadrupolaires d'une dizaine de millibarn; la méthode ABMR qui mesure la constante magnétique de structure hyperfine et le facteur gyromagnétique nucléaire pour extraire une valeur précise de l'anomalie hyperfine; les expériences avec les trappes qui permettent d'obtenir les valeurs des constantes de structure hyperfine avec une précision telle qu'on peut avoir accès aux paramètres octupolaires et hexadécapolaires.

Dans chacun des trois cas, on mesurera des transitions qui relient des états d'un même multiplet hyperfin. Pour cela, l'application d'un champ magnétique extérieur est nécessaire de manière à observer ces états avec une sorte de loupe. Les transitions mises en jeu se situent dans le domaine de la radiofréquence aux alentours du GHz.

I. La méthode β -NMR

Il s'agit de mesurer l'asymétrie de la décroissance radioactive β en fonction de la valeur des transitions radiofréquences σ ($\Delta m = \pm 1$) grâce à l'application d'un champ magnétique extérieur. Cette méthode est très largement décrite dans le cours de Gerda Neyens; aussi montrerons-nous simplement l'intérêt d'ajouter un faisceau laser à l'expérience.

Nous décrivons un tel principe en nous appuyant sur l'exemple d'une expérience installée au CERN en ligne avec ISOLDE qui a permis notamment d'obtenir les moments quadrupolaires des noyaux de lithium riches en neutrons (noyaux à halos).

Le système expérimental est représenté schématiquement sur la figure 15²⁶⁾.

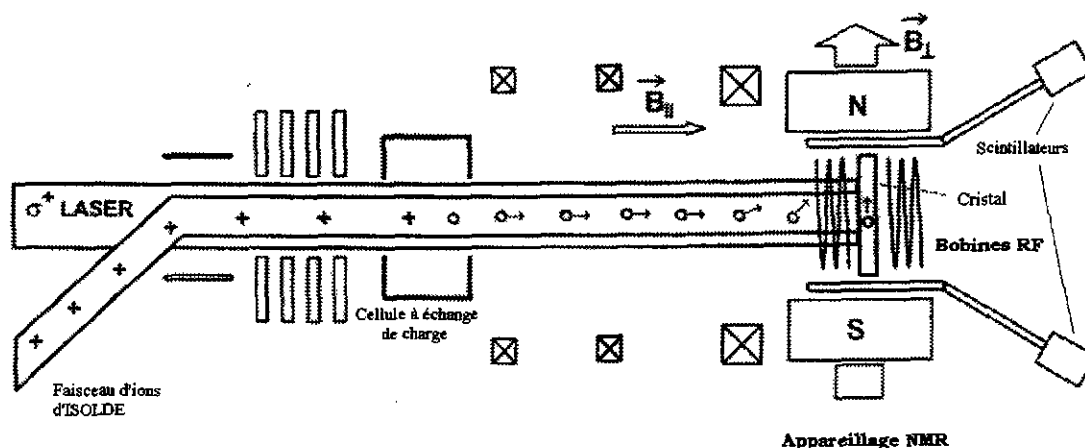


Figure 15 : Système expérimental β -NMR avec pompage optique par laser²⁶⁾.

Le principe est le suivant : les ions mono chargés produits par le séparateur ISOLDE sont guidés vers l'installation NMR. Ceux-ci sont neutralisés dans un état atomique bien défini grâce à une cellule à échange de charge (exactement comme en spectroscopie laser colinéaire). Un faisceau laser est envoyé colinéairement au faisceau d'atomes pour effectuer un pompage optique (voir Fig. 16).

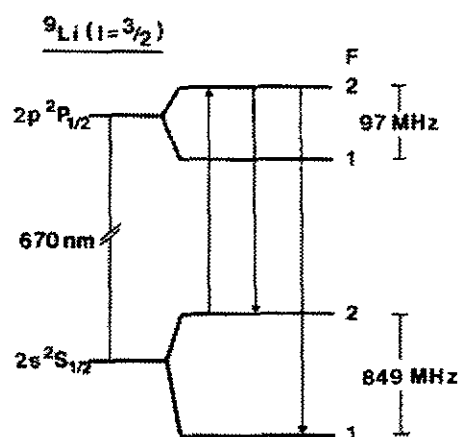


Figure 16 : pompage optique sur le lithium 9.

Par exemple, dans le cas du lithium, tous les atomes sont sur le niveau $F=1$. La traversée du faisceau dans un champ magnétique intermédiaire les polarise dans un état $m_J = -1/2$ (voir Fig. 8). Les atomes ainsi polarisés suivent leur trajet jusqu'à l'installation NMR. Pendant ce temps, la polarisation des atomes est transférée au noyau grâce à l'interaction hyperfine. Ceux-ci sont finalement implantés dans un cristal qui contient entre autres le matériau à implanter. On effectue alors un balayage radiofréquence autour de la fréquence de Larmor et on compte les électrons de décroissance radioactive à 0° et 180° ceci pour chaque pas de radiofréquence. On obtient un spectre d'asymétrie dont on peut extraire la valeur absolue du moment magnétique et la valeur du moment quadrupolaire si on identifie les transitions (voir Fig. 17). En effet, la différence d'énergie entre deux niveaux m et $m-1$ peut s'écrire en fonction des moments magnétiques et quadrupolaires comme ²⁷⁾ :

$$\Delta E = E_m - E_{m-1} = g_I \mu_N H_0 - \frac{3e^2 V_{zz} Q_s}{4I(2I-1)} \times (3 \cos^2 \theta - 1) \left(m + \frac{1}{2} \right), \quad (1)$$

où H_0 est le champ extérieur, V_{zz} le champ cristallin, θ l'angle d'asymétrie et I le spin du noyau. On appellera la fréquence de Larmor $\nu_L = |g_I| \mu_N H_0 / h$ et la fréquence quadrupolaire $\nu_Q = e^2 V_{zz} Q_s / h$.

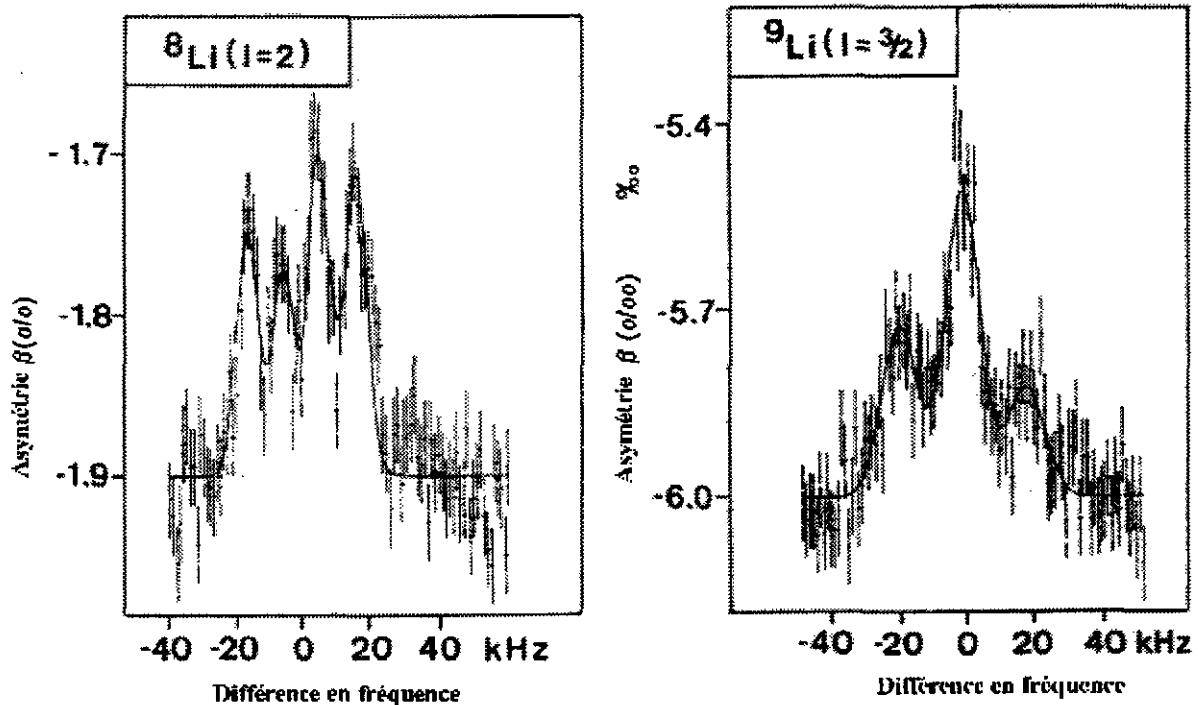


Figure 17 : Spectres β -NMR des lithiums 8 et 9 ²⁸⁾.

1) Moments magnétiques

Grâce à la relation (1) nous pouvons déduire que la fréquence de Larmor (entre $m = -1/2$ et $m = 1/2$) est la troisième raie en partant de la gauche pour le lithium 8 et correspond à la fréquence centrale pour le lithium 9 (voir Fig. 17). Avec cette mesure et grâce à la connaissance antérieure de $\mu_1(^8\text{Li})$, on peut déterminer précisément H_0 . Le moment magnétique du lithium 9 est obtenu par la fréquence centrale du spectre d'asymétrie qui conduit à la valeur absolue du facteur g_1 .

2) Moments quadrupolaires

Ayant identifié les transitions du spectre d'asymétrie (Fig. 17), on effectue des différences des fréquences et la fréquence de Larmor s'annule (relation (1)). Il ne reste donc plus que la partie quadrupolaire. Le champ cristallin V_{zz} étant impossible à mesurer directement, on doit connaître le moment quadrupolaire d'un autre isotope du lithium et effectuer une mesure d'asymétrie sur ce noyau. C'est ce qui a été fait sur le lithium 7 ($\nu_Q(^7\text{Li}) = 54.7(3)$ kHz et $|Q_s(^7\text{Li})| = 37.0(8)$ mb). On obtient ainsi les deux moments quadrupolaires cherchés : $|Q_s(^8\text{Li})| = 28.7(7)$ mb et $|Q_s(^9\text{Li})| = 25.3(9)$ mb²⁸). Il a également été effectué une mesure du moment quadrupolaire sur le lithium 11 : $|Q_s(^{11}\text{Li})| = 31.2(5)$ mb²⁹).

En conclusion, cette méthode est très puissante puisqu'elle permet d'accéder à des moments quadrupolaires très faibles et surtout parce qu'elle permet de travailler sur des niveaux atomiques de spin $J = 1/2$ puisque J n'intervient pas directement dans l'extraction du résultat. Cela permet de faire des mesures dans de nombreux noyaux légers qui ont en général une configuration atomique relativement simple ou même d'effectuer des mesures directement sur des ions mono chargés.

II. La méthode ABMR (Atomic Beam Magnetic Resonance)

L'étude de l'interaction faible est un problème fondamental en physique nucléaire. Une grande partie de cette force est due à la contribution des neutrons. Or, toute observable intervenant dans la fonction d'onde des neutrons est très difficile à mesurer directement car

ces particules ont une charge nulle. L'anomalie hyperfine est un moyen d'atteindre ce type de grandeur dans la mesure où elle permet de quantifier l'influence de la distribution magnétique nucléaire sur la structure hyperfine. En effet, si on a une idée précise de la répartition volumique du magnétisme dans le noyau, on pourra alors étudier des effets de non-conservation de parité dans des séries isotopiques et mieux connaître la contribution des neutrons à la fonction d'onde nucléaire.

L'étude de l'effet Bohr-Weisskopf consiste à mesurer la constante magnétique de structure hyperfine A et le facteur gyromagnétique nucléaire g_I à haute précision pour en faire le rapport (voir 1^{ère} partie § II.A.3). Une des méthodes les plus précises pour atteindre cet objectif est sans doute l'expérience ABMR sur des atomes de spin atomique $1/2$ c'est-à-dire où la contribution magnétique intervient seule dans la structure hyperfine. En appliquant un champ magnétique moyen sur l'atome, on peut utiliser la formule de Breit-Rabi (voir 1^{ère} partie § IV.C) pour extraire g_I . A est obtenu en mesurant la différence d'énergie des 2 niveaux hyperfins de l'état fondamental atomique.

A. Principe expérimental

Les ions monochargés doivent être séparés en masse par un accélérateur de type ISOLDE. Ils sont ensuite neutralisés dans un état de spin atomique $1/2$. On les polarise avec un faisceau laser par pompage optique et on effectue un balayage radiofréquence en présence d'un ou plusieurs aimant suivant qu'on mesure A ou g_I . On ré-effectue un pompage optique et on détecte la fluorescence émise. Le système expérimental est représenté schématiquement figure 18.

B. Mesure de A

Pour mesurer A , on utilise uniquement l'aimant C en champ faible (voir figure 18). Le niveau hyperfin $F=1$ étant rempli par le premier pompage optique (voir figure 19), on balaye la radiofréquence quand les atomes passent dans l'aimant C. A chaque fois que la fréquence ν_c correspond à une transition $\Delta m=0$ ou ± 1 , l'atome est excité sur le niveau $F=2$. Le deuxième pompage optique viendra alors exciter l'atome et on détectera, avec un photomultiplicateur, un

nombre de photons de désexcitation proportionnel à l'intensité de la raie de radiofréquence. On obtient un spectre dont la raie centrale donne exactement $\Delta\nu$ (voir ³⁰⁾). Comme $\Delta\nu = A(I + 1/2)$, on en déduit A avec une précision de 10^{-7} .

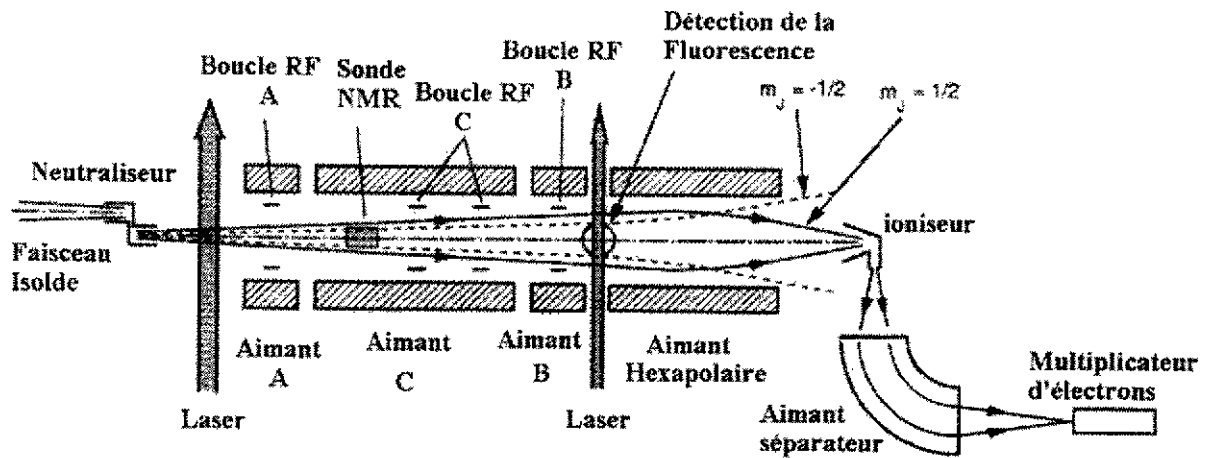


Figure 18 : Système expérimental ABMR ³⁰⁾.

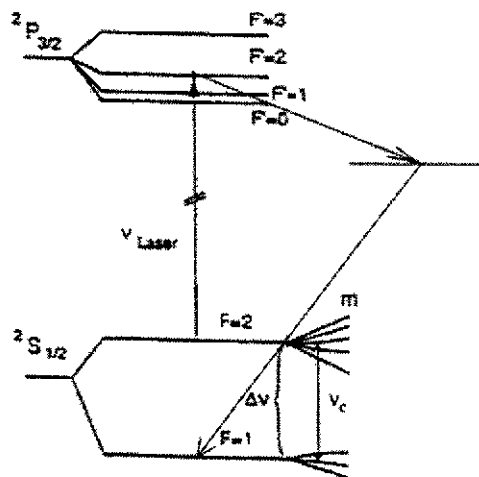


Figure 19 : Pompage optique et balayage en fréquence en champ faible pour la mesure de A .

C. Mesure de g_I

En champ intermédiaire, l'énergie de chaque niveau Zeeman s'écrit comme :

$$W_Z = -\frac{\delta W_0}{2(2I+1)} - mg_I \mu_B H_0 \pm \frac{\delta W_0}{2} \sqrt{1 + \frac{4m}{2I+1} x + x^2}.$$

Prenons 2 transitions RF de $\Delta F=0$ (dans chaque multiplet et donc correspondant à des m_J opposés) faisant intervenir les mêmes paires de m (par exemple $m=0 \rightarrow m=1$ pour $m_J=1/2$ et $m=1 \rightarrow m=0$ pour $m_J=-1/2$: voir figure 21). Comme $\Delta m=1$ et -1 , on a :

$$\nu_{+1/2} = g_I \mu_B H_0 + \frac{\delta W_0}{2} \left[\sqrt{1 + \frac{4m_{1+}}{2I+1} x + x^2} - \sqrt{1 + \frac{4m_{2+}}{2I+1} x + x^2} \right] \text{ et}$$

$$\nu_{-1/2} = -g_I \mu_B H_0 - \frac{\delta W_0}{2} \left[\sqrt{1 + \frac{4m_{2+}}{2I+1} x + x^2} - \sqrt{1 + \frac{4m_{1+}}{2I+1} x + x^2} \right].$$

La différence $\delta\nu=2\mu_B H_0 g_I/h$. Si on connaît précisément H_0 , on extrait simplement g_I en mesurant ces deux fréquences.

La triple boucle RF

Il s'agit donc de mettre en évidence ces deux transitions et on utilise pour cela 3 champs magnétiques : 2 faibles et un intermédiaire (voir Fig. 20).

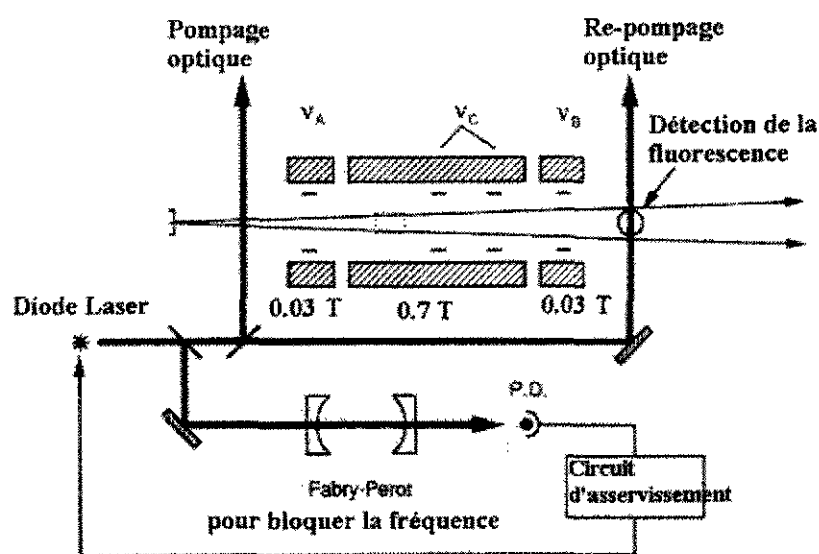


Figure 20 : Détail des 3 boucles pour la mesure de g_I .

Le premier pompage optique est utilisé pour peupler complètement le niveau $F=1$ (voir Fig. 21). En champ faible, les électrons se répartissent uniformément sur les 3 niveaux Zeeman du fondamental.

La radiofréquence qu'on va appliquer sur les boucles A et B entre les niveaux $m=0$ et $m_+=0$ a été déterminée par la mesure de A (elle correspond à ν_{AB} sur la figure 21).

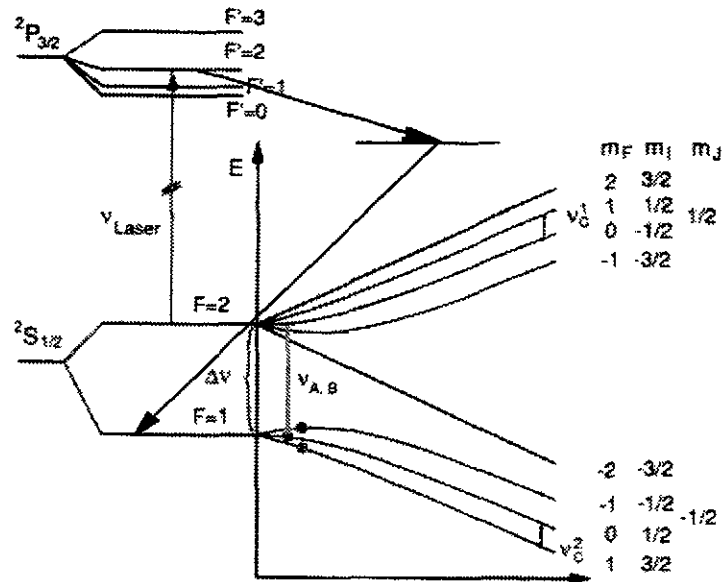


Figure 21 : mesure des 2 radiofréquences ν_c avec le double pompage optique.

- Si l'électron est sur le premier niveau $m=1$, le passage des atomes dans la boucle A (champ faible) ne l'excitera pas sur le niveau supérieur (ν_{AB} n'agit pas). On effectue un balayage en radiofréquence de la boucle C avec application d'un champ intermédiaire (les niveaux se sont alors écartés). Lorsque la fréquence correspond à ν_c^2 (Fig. 21), l'électron sera excité sur le niveau $m=0$. En arrivant dans la boucle B qui possède exactement le même champ faible que A (les niveaux se sont resserrés), l'atome sera excité sur l'état $F=2$ grâce à la radiofréquence ν_{AB} . A la sortie de ces 3 boucles, les atomes pourront être excités par le deuxième pompage optique et on détectera avec le photomultiplicateur, un nombre de photons proportionnel à l'intensité de la transition $\Delta m=1$.
- Si l'électron est sur le niveau $m=0$, le passage des atomes dans la boucle A les excitera par ν_{AB} sur l'état $m=0$ supérieur. Dans l'aimant C, le balayage en fréquence effectué l'excitera à ν_c^1 sur le niveau supérieur $m=1$. Dans l'aimant B, la fréquence ν_{AB} ne pourra pas l'atteindre et faire redescendre l'électron sur un niveau de $F=1$. A la sortie de la triple boucle, le pompage optique permettra la détection d'un nombre de photons proportionnel à l'intensité de ν_c^1 .
- Si enfin l'électron est sur le niveau Zeman $m=-1$, l'atome ne verra pas ν_{AB} dans la boucle A. Dans la boucle C, il ne verra ni ν_c^1 ni ν_c^2 lorsqu'on balayera la fréquence. Il restera donc sur $m=-1$ d'où il ne sera pas excité sur $F=2$ par ν_{AB} dans la boucle B.

La différence $\nu_c^2 - \nu_c^1$ permet d'extraire g , si on connaît H_0 . Celui-ci est mesuré avec une sonde NMR qu'on introduit dans la boucle C. On obtient ainsi une précision de 10^{-6} sur le facteur gyromagnétique.

En conclusion sur ce type de mesure, les expériences ABMR sont extrêmement délicates à réaliser à cause d'une part de la triple boucle : les trois champs magnétiques ne doivent absolument pas s'interpénétrer. D'autre part, les expériences en ligne imposent de neutraliser un faisceau de 60 kV d'énergie vers des vitesses thermiques. Cette étape est effectuée avec une énorme perte en efficacité.

III. La double spectroscopie laser et RF avec des trappes.

Le principe des trappes à ions ayant été longuement détaillé dans le cours de David Lunney, nous montrerons simplement les applications que cette technique peut fournir à l'étude de la structure hyperfine. Ce sont des expériences qui sont effectuées sur des ions monochargés et donc les transitions laser utilisées pour le pompage optique se situent dans l'UV.

Lorsqu'on utilise une trappe de Paul, la précision qu'on atteint grâce à un balayage radiofréquence est telle qu'on peut caractériser la structure hyperfine complète de l'atome. Ceci permet d'atteindre les interactions octupolaire et hexadécapolaire noyau-électron. Cependant, il faut pour cela que les spins du niveau atomique fondamental de l'ion et du noyau soient supérieurs ou égal à 2 (voir ³¹).

Lorsqu'on utilise une trappe de Penning, on a accès, grâce au champ fort, au facteur gyromagnétique nucléaire et donc à l'anomalie hyperfine.

A. Détermination de la structure hyperfine complète

Ce type d'expérience donne accès au moment magnétique, au moment quadrupolaire, au moment octupolaire et au moment hexadécapolaire du noyau. On utilise pour cela une trappe de Paul à l'intérieur de laquelle réside un faible champ Zeeman. Par ailleurs, comme le

balayage en fréquence est effectué sur des micro-ondes (ou radiofréquence) et que ce type de longueur d'onde est très grand devant l'amplitude du mouvement des ions dans la trappe ($\sim 10 \text{ cm} \gg \sim 1 \text{ mm}$) on n'a pas d'effet Doppler au 1^{er} ordre. C'est ce qu'on appelle l'effet Lamb-Dicke qui est extrêmement bien détaillé dans le cours de David Lunney.

L'expérience est effectuée selon le même principe que pour la mesure de A avec la méthode ABMR. Les ions piégés dans la trappe sont soumis à un pompage optique laser UV qui va vider un niveau hyperfin pour en remplir un autre. Une fois que l'on ne détecte plus rien sur le photomultiplicateur, le niveau inférieur est plein. On peut alors envoyer le balayage en radiofréquence qui excitera tous les niveaux Zeeman du niveau hyperfin. A chaque fois que la valeur de la fréquence correspondra à une transition Zeeman, l'atome sera excité sur le niveau supérieur et le laser, toujours présent, ira peupler le niveau hyperfin suivant. On détectera alors un nombre de photons proportionnel à l'intensité de la raie Zeeman (voir Fig. 22).

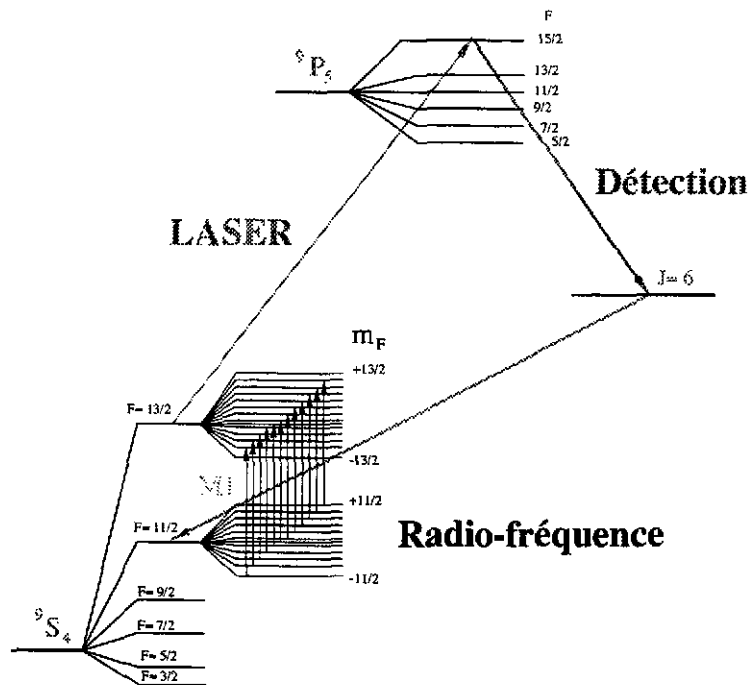


Figure 22 : Pompage optique et balayage en fréquence entre $F=11/2$ et $F=13/2$.

Toutes les transitions permises sont ainsi obtenues et le centre de gravité du spectre est fonction de A , B , C (constante octupolaire de structure hyperfine) et D (constante hexadécapolaire). On effectue au moins 4 mesures sur 4 niveaux hyperfins et on déduit ces

constantes à haute précision. En effet la largeur d'une raie étant d'une centaine d'Hertz, on obtient des précisions de l'ordre du Hz sur des transitions d'une dizaine de GHz (voir³²).

B. Mesure du facteur g_I

On utilise pour cela une trappe de Penning et le champ appliqué à la trappe (≈ 6 T) provoque un effet Paschen-Back sur les niveaux hyperfins des ions piégés. Comme pour la méthode ABMR, on étudie des ions dont le spin électronique de l'état fondamental est $1/2$ pour n'avoir que la contribution magnétique des électrons. La figure 23 représente l'éclatement d'un niveau $J=1/2$ sous l'effet d'un champ fort.

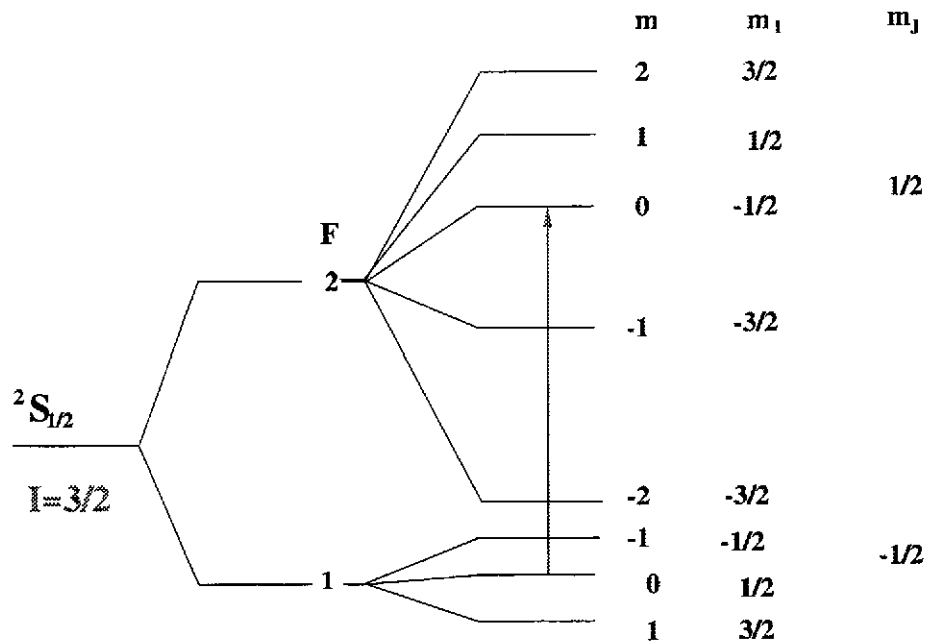


Figure 23 : Effet Paschen-Back sur un niveau $J=1/2$.

L'énergie de chaque sous-niveaux peut s'écrire : $W_{PB} = \mu_B H_0 m_J g_J - \mu_B H_0 m_I g_I + A m_I m_J$

Pour le niveau $F=1$ et $m=0$: $W_{PB}(F=1, m=0) = -\frac{1}{2} \mu_B H_0 g_J - \frac{1}{2} \mu_B H_0 g_I - \frac{A}{4}$.

Pour le niveau $F=2$ et $m=0$: $W_{PB}(F=2, m=0) = \frac{1}{2} \mu_B H_0 g_J + \frac{1}{2} \mu_B H_0 g_I - \frac{A}{4}$.

La transition entre ces 2 niveaux : $\nu(0 \rightarrow 0) = \mu_B H_0 g_J + \mu_B H_0 g_I$.

On l'obtient par un balayage en radiofréquence de la même manière qu'avec la trappe de Paul (sur toutes les transitions $\Delta m=0$) : elle correspond à la fréquence centrale du spectre.

Pour déterminer g_I on doit connaître H_0 et g_J . Ces deux paramètres (indépendant de l'isotope étudié) sont obtenus sur un isotope pair-pair voisin dans lequel il n'existe pas de structure hyperfine ($I=0$) avec le même type de balayage radiofréquence. Entre 2 niveaux Paschen-Back ($1/2$ et $-1/2$ par exemple) on mesure $\Delta\nu_0 = \mu_B H_0 g_J$. Comme la fréquence cyclotron des ions dans une trappe Penning $\omega_c = (e/m)H_0$ peut être mesurée très précisément, on en déduit H_0 puis g_J . On remonte alors à g_I qu'on peut extraire avec une précision de 10^{-4} (voir ³³).

En résumé sur ce chapitre, la double spectroscopie laser+radiofréquence permet d'augmenter considérablement la précision de la spectroscopie laser seule. Par la méthode β -NMR on mesure des moments quadripolaires à haute précision ce qui est idéal pour les éléments légers et les noyaux proches des couches magiques.

Par la méthode ABMR, on peut étudier l'anomalie hyperfine par la mesure de la constante magnétique de structure hyperfine et du facteur gyromagnétique nucléaire à haute précision (10^{-6}).

En utilisant des trappes, on peut avoir accès au quatrième ordre de la structure hyperfine dans le cas des trappes de Paul et au facteur g_I pour des trappes Penning.

CONCLUSION

Nous avons montré dans ce cours que la spectroscopie laser est un outil puissant et spécifique pour déterminer des constantes fondamentales en physique nucléaire. Cette méthode originale permet de mesurer les moments nucléaires des noyaux ainsi que leur variation du rayon de charge indépendamment des modèles nucléaires (du moins en ce qui concerne μ_I et $\delta\langle r_c^2 \rangle$). Elle est donc un complément indispensable à la spectroscopie nucléaire puisqu'elle regarde le noyau "de l'extérieur".

Nous avons exposé deux techniques principalement utilisées en spectroscopie laser : la spectroscopie colinéaire directement sur un faisceau produit par un séparateur d'isotopes, et la spectroscopie par ionisation résonante couplée à la désorption d'atomes (exemple de l'expérience COMPLIS) qui permet l'étude des noyaux réfractaires non produits par un séparateur d'isotopes. La spectroscopie laser telle qu'elle est utilisée avec COMPLIS possède de nombreuses applications notamment pour les sources d'ions laser. En effet, dans un séparateur en masse, plusieurs éléments peuvent coexister dans un même faisceau isobarique et souvent un élément d'intérêt peut être noyé dans un élément parasite de même masse. Si on sélectionne à la source le Z intéressant en l'ionisant par plusieurs étapes laser, l'élément parasite restera sous forme d'atome et ne pourra pas être accéléré. On aura donc un faisceau parfaitement pur de Z et de A donné. Cette perspective est très attrayante pour les projets de production de faisceaux exotiques riches en neutrons. Les éléments produits par fission peuvent être séparés en masse mais les isobares sont tellement nombreux qu'il sera nécessaire de les séparer très sélectivement et donc par laser.

Une autre application de la spectroscopie laser est la double spectroscopie laser + radiofréquence. Elle permet d'augmenter considérablement la précision sur les moments nucléaires. On peut par exemple mesurer les moments quadrupolaires des noyaux légers ou de ceux proches des couches magiques (de l'ordre de la dizaine de mb) par la méthode β -NMR. Pour l'étude de l'anomalie hyperfine, fondamentale pour une meilleure caractérisation de la fonction d'onde du neutron, la méthode ABMR permet de mesurer A et le facteur g_I à haute précision. Enfin, grâce à l'utilisation des trappes à ions, on peut obtenir une précision de 10^{-9} sur la mesure des constantes de structure hyperfine A et B . On peut également mesurer, quand

les spins le permettent, la contribution octupolaire et hexadécapolaire à la structure hyperfine ce qui permet d'atteindre des grandeurs jamais mesurées directement dans le noyau. Un tel programme peut être mis en application sur les accélérateurs de faisceaux exotiques type SPIRAL.

Bibliographie

- 1) H. Kopfermann, Nuclear Moments, Academic Press, New York (1958).
- 2) C. Cohen-Tanoudji *et al.*, Mécanique quantique tome I et II, Hermann (1977).
- 3) S. Büttgenbach *et al.*, Z. Phys. 283, 303 (1977).
- 4) A. Bohr et V.F. Weisskopf, Phys. Rev. 77, 94 (1950).
- 5) Relativistic Effects in Atoms, Molecules and Solids, édité par G.L. Malli (Plenum, New-York, 1983).
- 6) R.M. Sternheimer, Phys. Rev. 164, 10 (1967).
- 7) W. Childs et K. Cheng, Phys. Rev A30, 667 (1984).
- 8) H.E. White et A.Y. Eliason, Phys. Rev. 41, 753 (1933).
- 9) J. Bauche et A. Crubellier, Journal de Physique 31, 429 (1970).
- 10) J.J. Labarthe, J. Phys. B6, 1761 (1973).
- 11) A.-M. Mårtensson et S. Salomonson, J. Phys. B15, 2115 (1982).
- 12) W.H. King *et al.*, Z. Phys 265, 207 (1973).
- 13) K. Heilig et A. Steudel, At. Data Tab. Nucl. Data Tables 14, 613 (1974).
- 14) G. Torbhom *et al.*, Phys. Rev. A31, 2038 (1985).
- 15) E.C. Seltzer, Phys. Rev. 188, 1916 (1969).
- 16) S.A. Blundell *et al.*, Z. Phys. A321, 31 (1985).
- 17) J.E. Rosenthal et G. Breit, Phys. Rev. 41, 459 (1932).
- 18) Th. Hilberath *et al.*, Z. Phys. A342, 1 (1992).
- 19) W. Myers et W. Swiatecki, Nucl. Phys. A410, 61 (1983).
- 20) G. Breit et I.I. Rabi, Phys. Rev. 38, 2082 (1931).
- 21) N. Boos *et al.*, Phys. Rev. Lett. 72, 2689 (1994).
- 22) J.M.G. Levins *et al.*, Phys. Rev. Lett. 82, 2476 (1998).
- 23) G.S. Hurst *et al.*, Rev. of Mod. Phys. 51, 567 (1979).
- 24) S. Libermann *et al.*, Revue de Cethedec Ondes et Signal, NS 83-2, Paris (1983).
- 25) F. Le Blanc *et al.*, Phys. Rev. C60, 054310 (1999).
- 26) W. Geithner *et al.*, à paraître dans Hyperfine Interactions (1999).

- 27) F.D. Corell *et al.*, Phys. Rev. C28, 862 (1983).
- 28) E. Arnold *et al.*, Z. Phys. A331, 295 (1988).
- 29) E. Arnold *et al.*, Phys. Lett. B281, 16 (1992).
- 30) H.T. Duong *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. A325, 465 (1993).
- 31) C. Schwartz, Phys. Rev. 97, 380 (1955).
- 32) O. Becker *et al.*, Phys. Rev. A48, 3546 (1993).
- 33) G. Werth, Physica Scripta T59, 206 (1995).

COUPLAGE NOYAU - CORTEGE ELECTRONIQUE

ET

EXCITATION DU NOYAU PAR DES LASERS INTENSES

J.F. CHEMIN^{a)} - V. MEOT^{b)}

a) CENBG - BP 120 - Le Haut-Vigneau 33175 GRADIGNAN Cedex

b) CEA/DIF/DPTA/SPN - BP 12 - 91680 BRUYERES-LE-CHATEL

I - INTRODUCTION

Nous proposons dans ce cours d'étudier l'influence du cortège électronique sur les processus d'excitation et de désexcitation du noyau dans les atomes et les ions. Cette influence est la conséquence du couplage des deux parties du système, électronique et nucléaire, par l'interaction électromagnétique que l'on sait décrire depuis longtemps. Les développements nouveaux dans ce domaine résultent des progrès expérimentaux qui permettent aujourd'hui de pouvoir produire en quantité suffisante tous les éléments de la classification périodique dans tous les états de charges, jusqu'à des ions "nus". Il est alors possible de suivre de manière continue, l'évolution de la décroissance d'un système nucléaire en fonction du nombre d'électrons liés au noyau. Ainsi, certains mécanismes de décroissance quelquefois envisagés de longues années auparavant, ont-ils pu être mis récemment en évidence. La première partie de ce cours est consacrée à l'étude de ces phénomènes.

Par ailleurs, les développements spectaculaires des lasers de puissance au cours de la dernière décennie permettent la création en laboratoire de plasmas très chauds, dont l'une des caractéristiques est d'être constitués par des ions très chargés, hors de l'état fondamental, dans lesquels le couplage entre la partie électronique et la partie nucléaire dans un même ion peut induire une excitation du noyau à la suite de la décroissance du système électronique. La deuxième partie du cours est consacrée aux expériences dans ce nouveau domaine.

Au cours du développement des deux parties de ce cours on verra que les dynamiques de la partie électronique, et de la partie nucléaire d'un atome, ou d'un ion, ne peuvent pas être dissociées. Elles doivent au contraire être traitées globalement comme un système pour lequel les deux parties peuvent échanger de l'énergie, un peu à la manière d'un circuit électrique oscillant dans laquelle l'énergie est alternativement stockée dans la partie selfique ou la partie capacitive du système.

II - RELATION ENTRE LES LOIS D'ECHELLES DANS LES SYSTEMES ATOMIQUES ET DANS LES SYSTEMES NUCLEAIRES

II.1 Dimensions relatives

- Système nucléaire

Le rayon des noyaux, supposés sphériques en 1^{ère} approximation, évolue en fonction du nombre de nucléons A selon la relation :

$$r_n = r_0 A^{1/3} \text{ où } r_0 \sim 1.2 \text{ fm} \quad (2.1)$$

- *Système électronique*

Pour un système hydrogénoïde de numéro atomique Z , la probabilité de présence d'un électron à une distance r du centre du noyau s'exprime à partir de la fonction d'onde qui décrit l'état électronique, $\phi_{n,l,m}(r)$.

$$|\phi_{n,l,m}(r)|^2 = |\phi_{nl}(r) Y_{lm}(\theta, \varphi)|^2 \quad (2.2)$$

Les fonctions $\phi_{nl}(r)$ et $Y_{lm}(\theta, \varphi)$ représentent respectivement la partie radiale et la partie angulaire de la fonction d'onde pour un champ central.

Dans le cas général, ϕ_{nl} s'écrit en fonction des polynômes de Laguerre L_n^l :

$$\phi_{n,l} = -\frac{2}{n^2} \sqrt{\frac{(n-l-1)!}{[(n+l)!]^3}} e^{-\frac{Zr}{na_0}} \left(\frac{2Zr}{na_0}\right)^l L_{n+l}^{2l+1}\left(\frac{2Zr}{na_0}\right) \quad (2.3)$$

La valeur moyenne de \bar{r} pour une orbitale électronique (n,l) est :

$$\bar{r} = \frac{1}{2} [3n^2 - l(l+1)] \times \frac{a_0}{Z} \quad (2.4)$$

où a_0 est le rayon de Bohr de l'atome d'hydrogène : $a_0 = \frac{\hbar^2}{m_e e^2} = 5.3 \cdot 10^{-9} \text{ cm}$; \hbar est la

constante de Planck, m_e et e sont respectivement la masse et la charge de l'électron.

Pour des états s , $l = 0$, la probabilité de présence de l'électron en fonction de la distance r au centre du noyau s'amortit exponentiellement.

$$|\phi_{nl}|^2 \propto e^{-\frac{2Zr}{na_0}} \quad (2.5)$$

La comparaison des relations (2.1) (2.4) (2.5) montre que le recouvrement du système électronique avec le noyau augmente avec le numéro atomique et décroît avec le nombre quantique n . Il apparaît donc évident que les perturbations engendrées par le cortège électronique sur les propriétés nucléaires sont plus faciles à mettre en évidence dans des noyaux lourds en considérant les électrons les plus proches du noyau à savoir les électrons K et L. Ces conclusions sont peu affectées par les effets relativistes qui ne sont pas pris en compte dans les relations ci-dessus.

II.2 Niveaux d'énergie électronique et nucléaire

- *Système électronique*

Pour un système hydrogénoïde, en négligeant les effets relativistes, les niveaux d'énergie du spectre discret d'un électron dans un champ coulombien s'obtiennent à partir de l'équation de Schrödinger.

$$E_n = -\frac{m_e Z^2 e^4}{2\hbar^2 n^2 \left(1 + \frac{m_e}{M}\right)} = -\frac{13,6}{n^2} Z^2 \text{ (eV)} \quad (2.6)$$

Dans l'état 1s, cette énergie évolue en fonction du numéro atomique entre 13.6 eV et 100 keV. Une description relativiste du système ne modifie pas de manière sensible ce domaine de variation. L'énergie totale de l'électron dans un système hydrogénoïde est alors obtenue à partir de l'équation de Dirac.

$$E_e = m_e c^2 \left\{ 1 - \left[1 + \left(\frac{Z\alpha}{n - |\kappa| + \sqrt{\kappa^2 - (Z\alpha)^2}} \right)^{-1/2} \right] \right\} \quad (2.7)$$

α est la constante de structure fine. L'énergie dépend alors directement du moment angulaire total j à travers le nombre quantique relativiste $\kappa = j + \frac{1}{2}$

Dans le cas général, l'énergie des électrons dans un atome ou dans un ion ne peut pas être obtenue de manière analytique en raison de l'interaction entre les différents électrons du système. Les méthodes habituelles d'approximation faisant intervenir un champ self-consistant, Hartree-Fock, Dirac-Fock, Multiconfiguration Dirac-Fock, sont alors utilisées pour déterminer les fonctions d'onde des états électroniques et leur énergie [1].

- Système nucléaire

Dans un modèle de particules indépendantes, le calcul des niveaux d'énergie d'un nucléon dans un potentiel harmonique donne pour valeur :

$$E_N = \left(N + \frac{3}{2}\right) \hbar \omega_0 \text{ avec } \hbar \omega_0 \sim 50 A^{-1/3} \text{ (MeV)}$$

Contrairement à ce qui passe pour le système électronique, où les énergies réelles sont proches de celles fournies par (2.6), le couplage des nucléons dans le noyau et les modes d'excitations collectifs qui en résultent entraînent une grande dispersion des énergies d'excitation du noyau. A titre indicatif, on recense plus de 400 (2000) états excités localisés à moins de 50 keV (de 100 keV) au-dessus de l'état fondamental sur l'ensemble des noyaux connus. Le premier niveau excité de plus basse énergie connu se situe à $3,5 \pm 0,5$ eV dans ^{229}Th alors que le premier niveau excité dans O^{16} se situe à 6 MeV. Cette grande dispersion des énergies d'excitation des états nucléaires permet d'envisager des atomes pour lesquels le système nucléaire et le système électronique sont en résonance. Nous reviendrons sur ce point aux chapitres V et VI.

II.3 Comparaison des durées de vie relatives des états excités du cortège et du noyau

Un état atomique excité retourne vers l'état fondamental soit par émission de photons, soit par des transitions non radiatives encore appelées Auger ou Coster-Kronig lorsque les électrons mis en jeu appartiennent à la même couche. La constante de temps associée au taux de remplissage d'une lacune dans une couche donnée est appelée durée de vie du trou. A cette durée de vie est associée une largeur en énergie de l'état excité Γ_a qui est la somme des

largeurs partielles de désexcitation radiative Γ_r et non radiative Γ_{nr} . Les transitions radiatives dominent lors de la désexcitation des trous dans les couches profondes des atomes moyens et lourds. Le rendement de fluorescence ω correspond au rapport $\frac{\Gamma_a}{\Gamma_a + \Gamma_{nr}}$. Par exemple, pour un trou dans la couche K d'un atome $Z = 50$, $\omega_K = 0.875$.

Les transitions radiatives dans les systèmes atomiques sont essentiellement des transitions dipolaires électriques E1. En utilisant des fonctions d'onde hydrogénoïdes non relativistes pour décrire les états électroniques initial n , et final n' , le taux de transitions dipolaires d'un état n' vers un état n est donné en fonction de l'énergie de la transition $E_{n'n}$ en eV et de la force d'oscillateur $f_{n'n}$ [2].

$$A_{n'n} = 4,3 \cdot 10^7 (E_{n'n})^2 f_{n'n} \text{ (s}^{-1}\text{)}$$

La durée de vie d'un trou τ_n est donnée par $\tau_n = \frac{1}{\sum_{n' > n} A_{n'n}}$

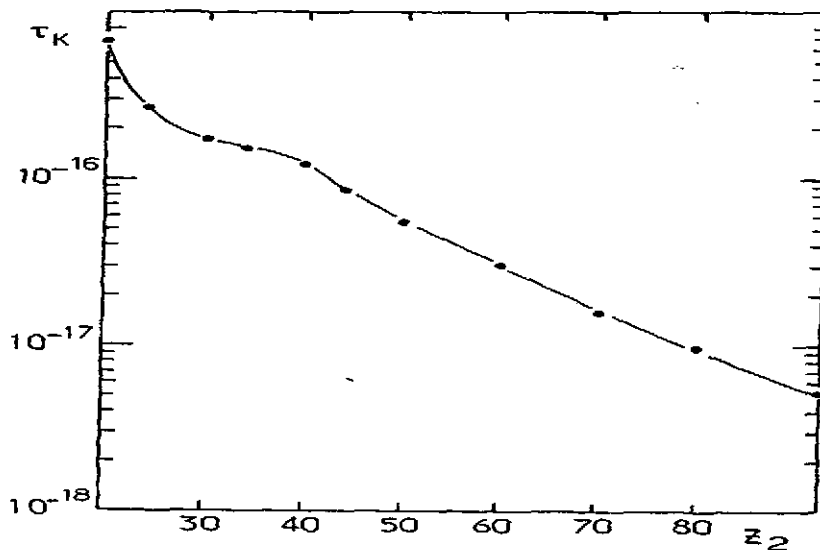


Figure 1

Durée de vie d'une lacune en couche K dans un atome en fonction du numéro atomique [3]

La figure 1 montre la variation de la durée de vie d'un trou dans la couche K en fonction du numéro atomique. Ici le calcul tient compte des effets relativistes et des transitions non radiatives. La largeur en énergie de l'état excité, $\Gamma_K = \hbar/\tau_K$, varie à peu près comme Z^4 . Pour un atome $Z = 50$ on obtient $\Gamma \sim 10$ eV soit une durée de vie de l'état excité $1s$, $\tau_K = 6 \cdot 10^{-17}s$.

Les transitions M1 et E2 interviennent également dans la désexcitation des systèmes atomiques. Néanmoins, elles n'ont réellement d'importance sur la vie moyenne d'un état excité que si des transitions E1 sont interdites par les règles de sélections. Pour la transition $2s \rightarrow 1s$ par exemple, la désexcitation par M1 entre alors en compétition avec une désexcitation par émission de 2 photons E1.

La durée de vie d'une lacune est une des caractéristiques en temps du système atomique. Un autre temps caractéristique qui intervient fréquemment pour décrire les collisions ion-atome est donné par $t_r = \hbar/E^b$ où E^b est l'énergie de liaison de l'électron. Ce temps est de l'ordre de grandeur de la période d'un électron sur l'orbite de Bohr correspondante. Il correspond aussi au temps qui est nécessaire à un électron pour adapter son mouvement à une perturbation du potentiel coulombien qui le lie au noyau. Si la perturbation du potentiel se fait pendant un temps très supérieur à t_r , la perturbation est adiabatique. A l'inverse, elle est soudaine, comme dans le cas d'une désintégration β du noyau.

La durée de vie des systèmes nucléaires excités, couvre un domaine temporel considérable selon l'énergie d'excitation et la structure particulière des états considérés. A titre d'exemple, le premier niveau excité du ^8Be décroît par émission de deux particules alphas avec une vie moyenne $T_{1/2} \sim 10^{-21}\text{s}$ alors que le premier niveau excité du ^{181}Ta a une durée de vie de plusieurs milliards d'années et constitue l'état dans lequel on trouve le Ta dans la nature.

Certains mécanismes d'excitation du noyau dans les réactions nucléaires sont différenciés en fonction de leurs caractéristiques temporelles. Ainsi on distingue des mécanismes d'excitation directe, profondément inélastique, par formation d'un noyau composé, pour des interactions allant de 10^{-21} à 10^{-15}s . Ces temps sont du même ordre de grandeur que les temps $t_r \sim 10^{-21}\text{s}$ et $\tau_K \sim 10^{-16}\text{s}$. Cette concordance a été exploitée pour mesurer la vie moyenne des systèmes nucléaires excités en utilisant une méthode connue sous le nom de l'horloge atomique [4]. L'interaction nucléaire modifie l'énergie des rayonnements X atomiques émis au cours de la collision. La formation d'un noyau composé est signée par l'émission d'un rayonnement X_{nc} dont l'énergie est caractéristique du nombre de protons dans le noyau composé. La mesure du taux de rayonnement X_{nc} émis durant la réaction permet de déterminer le rapport entre la vie moyenne du système nucléaire excité et la durée de vie d'un trou dans une couche électronique. Dans le cas de réactions profondément inélastiques, le temps de formation d'un état nucléaire intermédiaire, avec un nombre de protons bien défini, est trop court pour donner lieu à des états stationnaires du système électronique. On a alors $t_r < t < \tau_K$ et le rayonnement X émis présente un spectre continu, appelé rayonnement moléculaire. La probabilité de création d'un trou dans l'orbitale de la quasi-molécule formée au cours de la collision dépend du temps pendant lequel le noyau projectile et le noyau cible échangent des nucléons. La mesure de la probabilité d'excitation du système électronique permet de remonter au temps de contact des noyaux [5].

III - L'EXCITATION DU CORTEGE ELECTRONIQUE

III.1 Généralités

L'étude des effets du cortège électronique sur la désexcitation du noyau requiert de considérer le noyau et les électrons qui l'entourent comme un système unique. Le système est défini au départ par l'ensemble de ses caractéristiques nucléaires et de ses caractéristiques électroniques. Ce système change d'état si la partie nucléaire évolue *ou* si la partie électronique évolue. Le taux de décroissance du système, (λ_t) est déterminé par la somme des taux de décroissance du noyau λ_n et du cortège électronique λ_a .

$$\lambda_t = \lambda_n + \lambda_a$$

Pour étudier l'influence de l'environnement électronique sur les propriétés de décroissance du noyau, il faut perturber le cortège électronique. Cette perturbation s'effectue

en portant l'ion dans un état de charge q . L'ionisation du cortège électronique modifie l'énergie d'interaction entre le noyau et les électrons du cortège. Cette perturbation peut être significative si l'on considère que l'énergie totale de liaison des électrons dans un atome de numéro atomique Z , calculée dans le modèle de Thomas-Fermi est donnée par [6] (page 291):

$$E_e = 20.8 Z^{7/3} \text{ (eV)}$$

En général, après ionisation, le système électronique n'est pas laissé dans l'état d'énergie fondamental de l'ion de charge q . Il en résulte que la perturbation apportée au système dépend non seulement de l'état de charge q mais aussi de la configuration particulière des électrons liés.

Pour étudier l'évolution d'un tel système il faut évidemment se placer dans des situations où le noyau et le cortège électronique sont simultanément excités dans le même atome. La section efficace pour produire le système est donc le produit d'une section efficace de réaction nucléaire par une probabilité d'excitation du cortège électronique au cours d'une même collision. Cette probabilité d'excitation atomique peut être très variable selon le mécanisme de la collision, l'énergie, le numéro atomique du projectile et de la cible. Par exemple, la probabilité de créer un trou dans la couche K d'un atome de Sn au cours d'une réaction de fusion-évaporation induite à 4 MeV/uma par un Ni sur une cible de Fe est de $2 \cdot 10^{-2}$. Elle est seulement de 10^{-3} dans une réaction nucléaire induite par des protons de 12 MeV sur une cible de Sn. En revanche, la probabilité d'obtenir un ion Te avec un état de charge 46^+ dans une réaction d'excitation coulombienne du noyau de Te à 25 MeV/uma par une cible de Th est de l'ordre de 0,2. La probabilité de création de lacunes dans les couches K, L, M lors de collisions induites par des particules légères H^+ ou He^+ a été tabulée dans plusieurs approximations [7]. L'extension de ces calculs à des ions lourds a été traitée par Meyerhof et Taulberg et al [8]. L'effet des réactions nucléaires sur la probabilité d'ionisation d'un système a été étudié par Meyerhof et Chemin et l'on peut pour ce sujet se rapporter aux articles de revues [4], [9].

III.2 Ionisation d'un projectile par passage dans une cible solide ou gazeuse

Cette technique est la plus utilisée pour obtenir des ions lourds très chargés. A la sortie de la cible, l'état de charge obtenu dépend de la compétition entre les processus d'ionisation [7] et de capture d'électrons [10]. La détermination de la distribution des états de charge du projectile après la cible requiert également la connaissance des sections efficaces d'excitation entre couches et des taux de transition entre états excités. En suivant Rozet et al [11], on définit à partir des sections efficaces élémentaires de chacun des processus mentionnés ci-dessus, des sections efficaces de gain d'électrons, G_n , et de perte d'électrons, L_n , dans une couche particulière n du cortège électronique. On peut alors écrire un système d'équations différentielles couplées définissant l'évolution de la fraction des ions Y_n^q ayant q lacunes dans une couche n en fonction de la profondeur de pénétration dans la cible. Pour des ions lourds de grande énergie il suffit de considérer les électrons dans les orbitales 1s, 2s, 2p, correspondant à 13 termes Y_n^q . La figure 2 montre les résultats obtenus par cette méthode pour des ions Kr à 35 MeV/uma traversant une cible mince d'aluminium. La comparaison entre les résultats expérimentaux et les estimations théoriques démontre la fiabilité de ces prédictions dans un large domaine d'énergie.

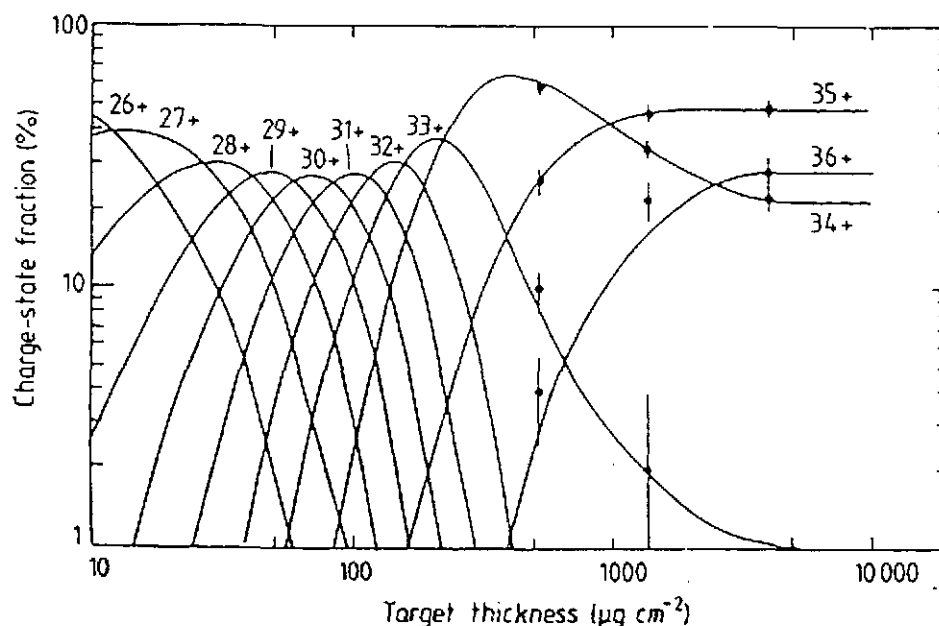


Figure 2

Distribution de l'état de charge des ions Kr d'énergie 35 MeV/uma à la sortie d'une feuille d'épluchage en fonction de l'épaisseur traversée [11]

III.3 Etat de charge dans un plasma

Une alternative pour produire des ions lourds multichargés consiste à générer un plasma avec un laser de puissance et une cible solide ou gazeuse. Le plasma formé est un ensemble globalement neutre d'ions et d'électrons. Le plasma est "chauffé" par l'énergie apportée par la radiation laser pendant la durée de l'impulsion. L'énergie du laser est essentiellement absorbée par un mécanisme de *Bremsstrahlung inverse*. Des détails sur le chauffage du plasma sont donnés au chapitre VI.

La durée de l'impulsion dépend des lasers utilisés. Pour des lasers dits de puissance elle couvre un large domaine allant de quelques 10^{-15} s (laser fs) à quelques 10^{-7} s (laser CO₂). L'énergie dans chaque impulsion est également variable, entre quelques 10^{-3} J et plusieurs centaines de Joules (voir plus pour un laser tel que Megajoule). Les propriétés des plasmas délivrés par ces lasers sont très différentes en fonction de la durée d'impulsion, de la forme de l'impulsion (Gaussienne, rectangulaire,...), de la longueur d'onde de la radiation laser et de l'éclairement de la cible.

L'éclairement, en (W/cm^2), qui représente l'intensité (en W) divisée par la surface d'interaction au niveau de la cible (tache focale) est la caractéristique essentielle qui détermine les propriétés des plasmas créés. On obtient par exemple 10^{18} W/cm^2 pour un laser de 10 mJ, 30 fs, focalisé sur $30 \mu\text{m}^2$ à la longueur d'onde courante de $1,06 \mu\text{m}$; 10^{17} W/cm^2 pour un laser de 300 J, 10 ns, $\lambda = 1,06 \mu\text{m}$ focalisé également sur $30 \mu\text{m}^2$ et seulement $3 \cdot 10^{12}$ W/cm^2 pour un laser 300 mJ, 10 ns, $\lambda = 1,06 \mu\text{m}$ et une tache focale de $900 \mu\text{m}^2$.

Le degré d'ionisation, la température du plasma, la densité ionique peuvent être calculés à partir de codes numériques traitant l'évolution hydrodynamique du fluide en trois dimensions en fonction de la durée de l'impulsion et de l'éclairement. Il existe également un certain nombre de relations analytiques simples, déduites de modèles à une dimension en supposant que les composantes du plasma sont à l'équilibre thermodynamique local (ETL), qui permettent d'obtenir les ordres de grandeur de l'état de charge moyen, de la température et de la densité.

Pour une température T donnée, dans un plasma à l'équilibre la distribution des états de charges peut être calculée à partir de l'équation de Saha :

$$\frac{n_{q+1}}{n_q} = \frac{b_{r-1}}{b_r} \exp \left[-\frac{\chi_r}{kT} \right]$$

Dans laquelle n_q et n_{q+1} , b_r et b_{r-1} sont respectivement les densités d'ions et les facteurs statistiques associés à la configuration de r et de $r-1$ électrons liés, dans les états de charge q et $q+1$, χ_r le potentiel d'ionisation associé à la configuration des r électrons liés, T la température du plasma à l'équilibre, k la constante de Boltzmann. La figure 3 présente le résultat de l'état de charge moyen obtenu à partir de l'équation de Saha pour des ions U en fonction de la température du plasma T .

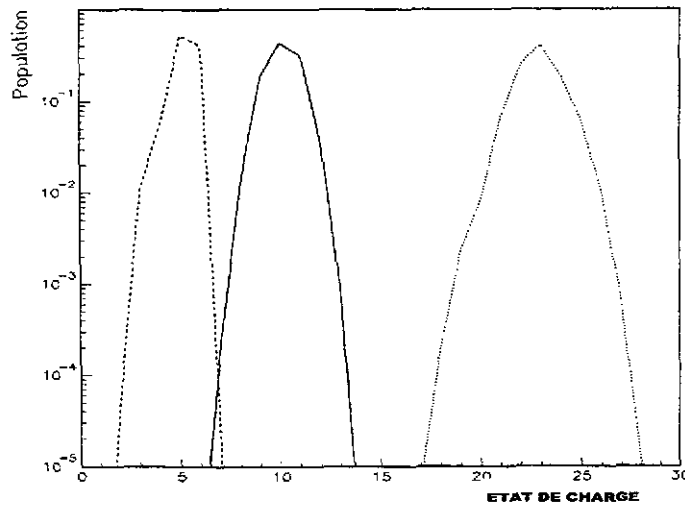


Figure 3

Distributions calculées de l'état de charge des ions Uranium dans un plasma pour des températures $T = 5$ eV (tirets), $T = 20$ eV (trait plein), $T = 100$ eV (pointillés) [12]

IV - INFLUENCE DE L'ETAT DE CHARGE SUR LES DECROISSANCES RADIO-ACTIVES

Les modes de décroissances nucléaires par capture électronique (CE), par émission β et par Conversion Interne (CI) font directement intervenir le couplage entre le noyau et le cortège électronique. On peut donc attendre des effets significatifs de la variation de l'état de charge ionique sur la période de demi-vie des atomes radioactifs.

IV.1 Décroissances isobariques

Le calcul du taux de décroissance du système atomique fait intervenir les fonctions d'onde de l'état final ψ_f et de l'état initial ψ_i du système couplées par un hamiltonien d'interaction H_{if} (électrofaible ou électromagnétique). L'élément de matrice correspondant V_{if} est donné par :

$$V_{if} = \langle \psi_f | H_{if} | \psi_i \rangle \quad (4.1)$$

Les fonctions ψ_f et ψ_i s'expriment comme un produit des fonctions d'onde décrivant la partie nucléaire $\chi_{i,f}$ et la partie électronique $\phi_{i,f}$ du système.

L'ionisation affecte directement les fonctions $\phi_{i,f}$ de 3 manières différentes :

a) l'ionisation modifie le taux d'occupation des couches électroniques dans le système initial

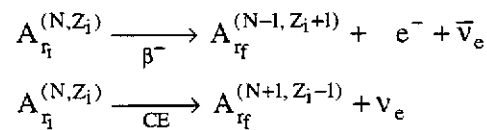
b) l'ionisation modifie la partie radiale de la fonction d'onde décrivant chacun des états du système. Elle modifie la probabilité de présence des électrons en fonction de la distance au noyau, en perturbant le potentiel coulombien qui résulte de la distribution des charges nucléaires du noyau et des autres électrons. Pour chaque état de charge, il faut refaire un calcul Hartree-Fock pour connaître les fonctions d'onde $\phi_{i,f}(r)$ à utiliser dans l'expression (4.1).

c) l'ionisation modifie l'énergie totale d'interaction entre les électrons et le noyau. Cette énergie totale fixe l'énergie disponible dans la désexcitation de l'atome radioactif considéré.

Ces 3 effets sont toujours à considérer simultanément. Cependant, leur influence particulière sur le taux de décroissance est plus ou moins importante selon les cas considérés.

Considérons un système dans l'état initial $A_{r_i}^I$ où l'indice I regroupe l'ensemble des propriétés nucléaires dans l'état initial et l'indice r_i représente le nombre d'électrons liés dans l'état initial. De même, soit $A_{r_f}^F$, l'état final du système. Soit B_i^I et B_f^F les sommes respectives des énergies de liaison des électrons dans les atomes neutres de numéro atomique Z_i pour l'état initial et Z_f pour l'état final. Soit $B_{r_i}^I$ et $B_{r_f}^F$ la somme des énergies de liaison des r_i et r_f , électrons liés. La configuration des r_i , r_f électrons n'est pas nécessairement la configuration fondamentale.

Les décroissances nucléaires β^- et capture électronique CE s'écrivent en fonction des symboles précédents :



L'énergie maximum disponible dans la décroissance s'écrit en fonction des énergies des masses atomiques des atomes neutres M^I, M^F :

$$Q_{IF} = (M^I - M^F) c^2 + (B_i^I - B_f^F) - (B_{r_i}^I - B_{r_f}^F) \quad (4.2)$$

La somme des deux premiers termes au second membre de (4.2) représente la différence des masses des noyaux.

Dans le cas où la décroissance prend place entre des états nucléaires excités E^{I*} et E^{F*} il faut rajouter dans l'expression du Q de réaction un terme $(E^{I*} - E^{F*})$.

On note que si la décroissance β^- s'effectue dans un atome neutre alors $r_i = Z_i$ et $r_f = r_i = Z_{f-1}$. Dans le cas de la CE pour un atome neutre $r_i = Z_i$ et $r_f = r_i - 1 = Z_f$. L'énergie de liaison de l'électron capturé est comprise dans le terme $B_{r_f}^F$.

Pour les décroissances β^+ l'expression du Q de la réaction doit tenir compte de la formation d'une paire électron-positron :

$$Q_{IF}^{\beta+} = Q_{IF} - 2 m_e c^2 \quad (4.3)$$

Dans le cas où les ions dans l'état initial et dans l'état final sont immergés dans un plasma, les énergies $B_{i_i}^I$ et $B_{i_f}^F$ sont affectées par la densité des électrons libres qui entourent les ions au moment de leur décroissance. Le terme correspondant, appelé "dépression du continuum" peut être important dans le cas de plasmas très denses rencontrés dans certaines conditions astrophysiques [13], [14].

L'examen de la relation (4.2) montre immédiatement que des effets importants, dus à l'ionisation, sont attendus si le premier terme, qui correspond au Q de la réaction dans l'atome neutre ($i_i = Z_i$), n'est pas beaucoup plus grand que le troisième terme qui, lui, correspond à la variation de l'énergie de liaison apportée par l'ionisation du système. A la limite on voit que, dans certains cas, la valeur de Q calculée à partir de la relation (4.2) peut devenir négative si la somme des deux premiers termes (c'est-à-dire la différence de masse des noyaux) est, en valeur absolue, plus petite que la variation d'énergie due à l'ionisation. Dans ce dernier cas, une valeur négative signifie un changement de radioactivité du système.

Pour les décroissances isobariques, le taux de décroissance du système $A^I \rightarrow A^F$, λ^{IF} , est donné par [14] :

$$\lambda^{IF} = \text{Ln } 2 \times \frac{F_{IF}}{f_i} \quad (4.4)$$

où la fonction f_i dépend du type de transition β , (permise, super permise, interdite au premier ordre) et contient l'information sur la partie nucléaire du système. Cette fonction est supposée non perturbée par une variation de l'état de charge ionique et prend donc la valeur utilisée pour la décroissance de l'atome neutre.

La fonction F_{IF} correspond à la partie leptonique du système. Elle fait directement intervenir le Q de la réaction et dépend directement de l'état de charge. Dans le cas de la capture électronique d'un électron s , et pour une transition permise, l'expression de F_{IF} a une forme simple.

$$F_{IF} = \frac{\pi}{2} \sigma_{ri} \varphi_{nl}^2(0) \times \left[\frac{m_e c^2 + Q_{IF}}{m_e c^2} \right] \quad (4.5)$$

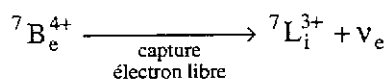
ou σ_{ri} varie de 0 à l'unité en fonction du taux d'occupation de la couche.

Quelques exemples vont nous permettre de montrer les effets de l'ionisation sur le taux de décroissance radioactive.

1. Cas du ${}^7\text{Be}$

La décroissance du ${}^7\text{Be}$ vers le ${}^7\text{Li}$ se fait à 100 % par CE avec une période $T_{1/2} = 53$ jours. Dans l'atome neutre $Q = 0.862$ MeV. Sa valeur est très supérieure au terme d'ionisation $B_{i_i}^I - B_{i_f}^F \sim 0,2$ keV et donc les effets relatifs à la variation d'énergie sont très petits. En revanche le taux de capture d'un électron sur les couches L et K est directement proportionnel au nombre d'électrons liés sur ces couches. En conséquence le ${}^7\text{Be}^{4+}$, qui ne possède plus d'électrons liés, est un élément stable que l'on retrouve dans le rayonnement cosmique.

Le seul mode de décroissance du ${}^7\text{Be}^{4+}$ correspond à la capture par le noyau d'un électron libre.



Le taux de capture au continuum dans les plasmas stellaires a été calculé par Bahcall [15]. Il constitue l'une des données essentielles entrant dans la détermination du flux de neutrinos solaires de haute énergie. Ce processus de CE d'un électron libre n'a jamais été mis en évidence en laboratoire.

2. Cas du ${}^{53}\text{Fe}$

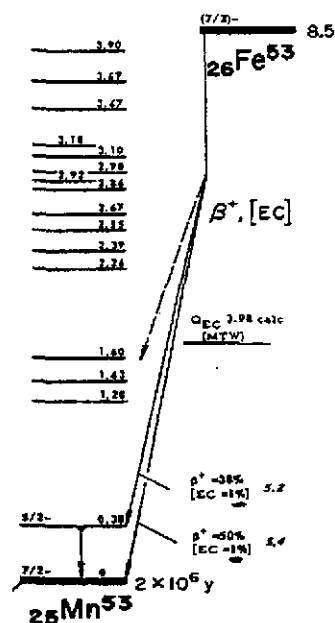


Figure 4
Schéma de décroissance du noyau
de ${}^{53}\text{Fe}$

Le ${}^{53}\text{Fe}$, dans l'état fondamental, décroît vers ${}^{53}\text{Mn}$ essentiellement par émission β^+ en compétition (2 %) avec une CE. Dans l'atome neutre la période est $T_{1/2} = 8,5$ mn et $Q_{ce} = 3,98$ MeV. Le terme d'ionisation B_i^1 vaut 2,8 keV et représente moins de 0.1 % de la valeur de Q_{IF} . Il a une contribution négligeable sur la valeur de F_{IF} et sur le taux de décroissance quel que soit l'état de charge. Etant donné le rapport $\lambda_{CE}/\lambda_{\beta^+}$, la variation de $T_{1/2}$ correspondant à la fermeture totale du canal de désintégration par CE dans le ${}^{53}\text{Fe}^{26+}$ est de l'ordre de 2 %.

En conséquence, pour un ion ${}^{53}\text{Fe}^{26+}$ complètement ionisé, la période doit rester très voisine de celle de l'atome neutre ce que confirment les résultats expérimentaux [16] sont donnés dans le tableau 1.

Le ${}^{53}\text{Fe}$ présente un état isomérique ($19/2^-$) situé à 3040 keV au-dessus de l'état fondamental ($7/2^-$) qui décroît également vers le ${}^{53}\text{Mn}$. La décroissance par CE du ${}^{53}\text{Fe}^m$ représentant une fraction petite de la décroissance par β^+ , la période de l'état isomérique n'est pas affectée par l'état de charge.

TABLEAU 1

Noyau	$T_{1/2}^{\text{exp}}$ neutre minutes	$T_{1/2}^{\text{Calc}}$ (26^+) minutes	$T_{1/2}^{\text{exp}}$ mesuré (26^+) minutes
$^{53}\text{Fe}^{\text{gs}}$	8,51 (2)	8.73 (8)	8,5 (3)
$^{53}\text{Fe}^{\text{m}}$	2,58 (4)	2,58 (4)	2,48 (5)

Périodes de décroissance du ^{53}Fe dans l'état fondamental $^{53}\text{Fe}^{\text{gs}}$ et dans l'état isomérique $^{53}\text{Fe}^{\text{m}}$ dans un atome et dans un ion nu

3. Cas du $^{163}\text{Dy}^{66+}$

Dans la nature l'atome de ^{163}Ho décroît à 100 % par CE vers l'atome stable de ^{163}Dy . La valeur de $T_{1/2}$ pour ^{163}Ho neutre est $\sim 10^4$ ans. La valeur de $Q_{\text{CE}} = 2,3$ keV, particulièrement petite, autorise seulement la capture des électrons de la couche 3s.

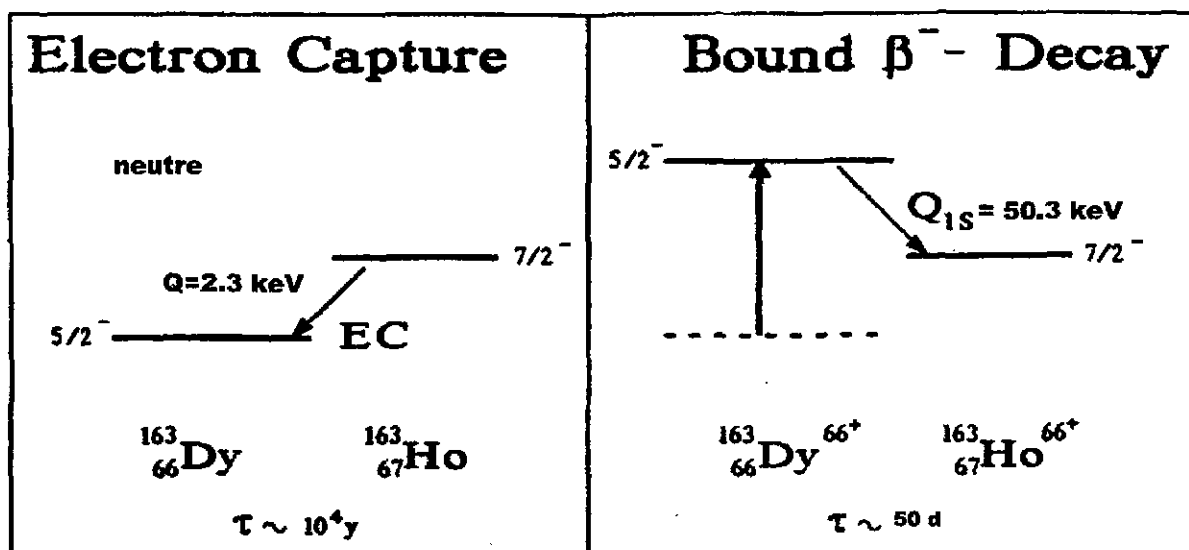
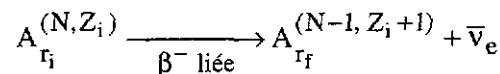


Figure 5
Schéma de décroissance du ^{163}Dy pour un atome neutre
et pour un ion nu [17]

Dans le cas de ^{163}Ho , pour un atome neutre, le terme Q_{IF} est plus petit que la différence des énergies de liaison dans les atomes de ^{163}Dy et ^{163}Ho (2^{ème} terme du second membre de l'équation (4.2)). Il en résulte que pour un ion de ^{163}Ho hydrogénoïde ou complètement épluché, le Q de la réaction évalué à partir de l'équation (4.2) prend une valeur négative. La signification physique de cette valeur négative est simplement que $^{163}\text{Ho}^{66+}$ constitue l'état stable du multiplet isobarique $A = 163$ pour des ions dans l'état de charge $q = 66$. En revanche l'ion $^{163}\text{Dy}^{66+}$ est un système instable. $^{163}\text{Dy}^{66+}$ ne peut pas décroître vers $^{163}\text{Ho}^{66+}$ par une décroissance β^- avec émission d'un électron dans le continuum. En revanche, un mécanisme de décroissance β^- où l'électron émis par le noyau vient occuper une orbite liée, non occupée, $1s$ ($E_{1s}^b = 65,13 \text{ keV}$) ou $2s$ ($E_{2s}^b = 16,5 \text{ keV}$) dans le ^{163}Dy est possible. Ce mécanisme porte le nom de décroissance β^- liée. Son existence a été prédite par Daudel et al dès 1947 [18] et sa mise en évidence expérimentale a été faite par Jung et al [19] en 1992 dans le $^{163}\text{Dy}^{66+}$. La période mesurée du $^{163}\text{Dy}^{66+}$ est de 47 jours, en excellent accord avec les prédictions théoriques.

La décroissance β^- liée s'écrit symboliquement :



L'antineutrino émis est monoénergétique. Le nombre d'électrons liés dans l'état final $r_f = r_i + 1$. La radioactivité $\beta^-_{\text{liée}}$ apparaît comme le mécanisme inverse de la capture électronique. Cette décroissance $\beta^-_{\text{liée}}$ peut avoir lieu dans tous les systèmes émetteurs β^- à la condition que l'orbitale liée ne soit pas complètement remplie. Néanmoins la modification de la période apportée par cette nouvelle voie de décroissance n'est réellement importante que dans le cas où l'énergie de liaison de l'électron capturé est voisine du Q de la réaction dans l'atome neutre.

Takahashi et Yokoi ont calculé la variation de la période d'un certain nombre d'éléments placés dans des plasmas stellaires denses des températures de plasmas variant entre $5 \cdot 10^7 \text{ °K}$ et $5 \cdot 10^8 \text{ °K}$ et des densités d'électrons libres $10^{26} \text{ cm}^{-3} \leq n_e \leq 10^{27} \text{ cm}^{-3}$ [13].

IV.2 Décroissances électromagnétiques

Généralités sur la conversion interne

Le processus de conversion interne nucléaire, au cours duquel un noyau excité transfère directement son énergie aux électrons K, L, M, etc... qui entourent le noyau est l'un des exemples les plus caractéristiques du couplage entre le cortège électronique et le noyau. Le graphe de Feynmann représentant cette interaction est donné sur la fig. 6. Le formalisme complet de cette interaction étant développé dans un autre cours nous ne rappellerons ici que certains résultats essentiels.

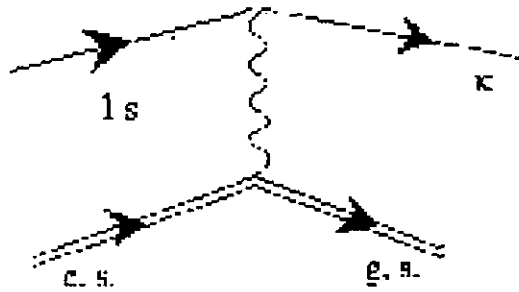


Figure 6

Graphes des interactions pour une conversion interne sur la couche K. Les doubles lignes se rapportent au noyau. Les lignes simples se rapportent au cortège électronique

Au cours du processus, un électron lié dans l'état initial est émis dans le continuum. L'état de charge du système s'incrémente de une unité. L'énergie, le moment angulaire total et la parité du système doivent être conservés.

L'énergie de l'électron dans le continuum, E_e , est donnée en fonction de l'énergie de la transition E_γ et de l'énergie de liaison de l'électron converti E_i^b sur une orbitale i par :

$$E_e = E_\gamma - E_i^b \quad (4.6)$$

Selon le caractère (Electrique ou Magnétique) et la multipolarité de la transition $= L$, le moment angulaire de l'électron dans le continuum l_f en fonction du moment angulaire orbital dans l'état initial l_i , obéit aux règles de sélection :

Transition magnétique (ML)	$ L - l_i - 1 \leq l_f \leq L + l_i + 1$	$L + l_i + l_f$	impair
Transition électrique (EL)	$ L - l_i \leq l_f \leq L + l_i$	$L + l_i + l_f$	pair

(4.7)

La désexcitation du noyau par CI étant toujours en compétition avec l'émission γ (sauf pour les transitions entre états 0^+ , 0^+ ou seule la CI est permise) on définit un coefficient de conversion interne (CCI) partiel correspondant à chaque couche (ou sous-couche) électronique mise en jeu :

$$\alpha_i = \frac{\lambda_i}{\lambda_\gamma} \quad (4.8)$$

où λ_i et λ_γ sont respectivement les taux de décroissance de l'état nucléaire excité par émission d'un électron de la couche i et par émission de rayonnement γ . La période correspondant à la décroissance du niveau par interaction électromagnétique (en omettant le processus de création de paires e^+ , e^-) est alors :

$$T_{1/2} = \frac{0,693}{\lambda_\gamma(1 + \alpha_T)} \quad (4.9)$$

où α_T définit le CCI total :

$$\alpha_T = \sum_i \alpha_i \quad (4.10)$$

En négligeant les termes "dits intérieurs" (voir cours sur l'interaction électromagnétique), α_i s'écrit pour une transition magnétique d'énergie ω , de multipolarité L , entre 2 états électroniques de spin j_i et j_f [20], (éq. 10.135 - page 372).

$$\alpha_i(M) = \pi a \omega n_i \sum_{\kappa'} \frac{(2j_i + 1)(2j_f + 1)}{L(L + 1)} \left(\begin{matrix} j_i & j_f & L \\ 1/2 & -1/2 & 0 \end{matrix} \right)^2 (\kappa + \kappa')^2 |R_{\kappa\kappa'}|^2 \quad (4.11)$$

où a est la constante de structure fine et n_i le nombre d'électrons sur la couche i .

La sommation s'étend sur tous les états κ' du moment angulaire relativiste permis par les règles de sélection. κ et κ' sont reliés à j_i et j_f par les relations $j_i = |\kappa| - 1/2$, $j_f = |\kappa'| - \frac{1}{2}$.

Dans cette expression $R_{\kappa\kappa'}$ représente l'élément de matrice radial. Il met en jeu les fonctions d'onde radiales de l'électron dans l'état initial lié (défini par κ) et dans l'état final du continu défini par (κ'), couplées par le champ électromagnétique représenté par la fonction de Hanckel $H_L^1(\omega r)$. ω et r sont respectivement l'énergie de la transition et la distance au centre du noyau.

La fonction $H_L^1(kr)$ décroît très rapidement avec le produit (kr). Cette propriété explique que pour des transitions magnétiques, quelle que soit la couche sur laquelle l'électron est converti, seule la partie de la fonction d'onde de l'électron comprise entre l'origine et le rayon de la couche K , joue un rôle significatif dans la détermination de $\alpha_i(M)$ [20], (figure 10.4 page 409). Cette remarque, associée à la valeur de la densité électronique pour les différentes couches électroniques (cf. Ch II) explique qualitativement pourquoi le CCI, $\alpha_K(M1)$, est systématiquement plus grand que $\alpha_L(M1)$, lui même plus grand que $\alpha_M(M1)$. Elle explique aussi les différences très importantes des valeurs de α_L pour les sous couches L_1, L_2, L_3 et la dépendance très forte des coefficients $\alpha_{L_1}, \alpha_{L_2}, \alpha_{L_3}$ en fonction du coefficient de mélange multipolaire (M1, E2 par exemple). Ces propriétés sont à la base de l'utilisation de la CI en spectrométrie nucléaire pour déterminer la multipolarité des transitions nucléaires et le coefficient de mélange multipolaire d'une transition, quantités qui sont difficilement accessibles par d'autres méthodes [21].

Effet de l'ionisation

L'expression (4.11) montre que les effets de l'ionisation du système atomique sur la valeur de α_i , et donc sur la période du niveau, sont les mêmes que pour les décroissances isobariques :

a) L'ionisation modifie la valeur de E_i^b . Elle entraîne une variation de l'énergie E_e (éq 4.6) qui intervient directement sur la fonction d'onde de l'électron dans le continuum et sur la valeur de l'élément de matrice radial. La fonction d'onde radiale d'un électron d'énergie $E_e = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_e}$, pour les petites valeurs de (kr), est de la forme ([6], page 133) :

$$\varphi_{kl} = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{k^{l+1}}{(2l+1)!!} \left(\frac{r}{a_0}\right)^l \quad (4.12)$$

avec la condition de normalisation $\int_0^\infty \varphi_{k'l} \varphi_{kl} r^2 dr = \delta(k'-k)$ (4.13)

D'autre part, la relation (4.6) impose que $E_\gamma > E_i^b$ pour que la CI ait lieu sur une couche (i) donnée. Nous verrons au paragraphe suivant les effets particuliers qui apparaissent pour $E_\gamma < E_i^b$.

b) L'ionisation modifie la fonction d'onde électronique de l'état initial, en modifiant le potentiel coulombien vu par l'électron. Plus le degré d'ionisation est important, plus le champ coulombien vu par les électrons restants s'approche de celui du noyau seul. Pour les électrons des couches internes K ou L, la partie de la fonction d'onde radiale au voisinage du noyau, qui intervient dans le calcul de l'élément de matrice $R_{\kappa\kappa'}$, n'est que faiblement perturbée par l'ionisation. Cette variation est beaucoup plus faible que la variation de l'énergie de liaison de ces mêmes électrons qui, pour un degré d'ionisation identique, dépend de la modification de la fonction d'onde sur l'ensemble des distances entre l'électron et le noyau. Ce résultat est illustré sur la figure 7 qui montre la variation de la densité de probabilité de l'électron 1s dans un atome neutre de Pb et dans un ion Pb hydrogénoïde.

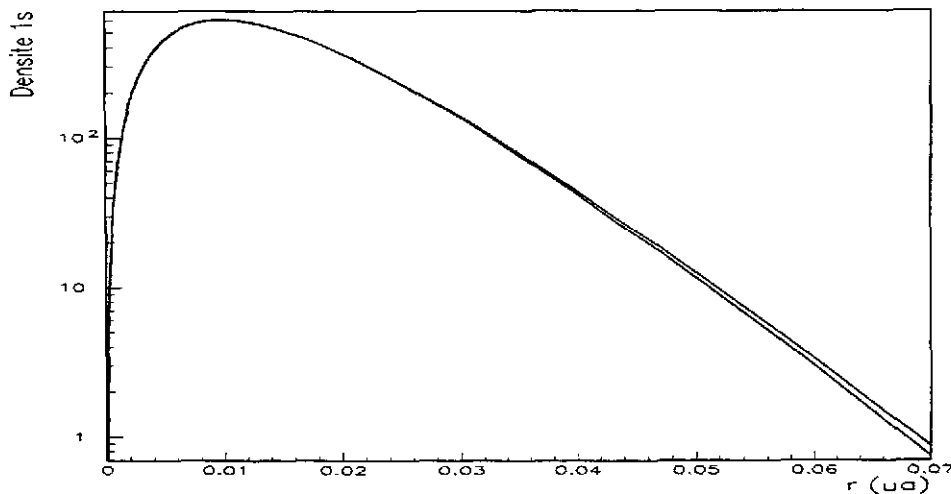


Figure 7

Densité de probabilité, $4\pi r^2 |\varphi(r)|^2$, pour un électron 1s dans un atome neutre de Pb et dans un Pb^{81+} (hydrogénoïde) en fonction de r exprimé en unité atomique (ua)

Les fonctions d'ondes $\varphi(r)$, normalisées à l'unité dans les deux cas, sont le résultat d'un calcul relativiste complet. Dans la région $r < 0.01$ ua, qui intervient dans le calcul de l'élément de matrice $R_{\kappa\kappa'}$, la différence entre les deux fonctions reste toujours inférieure à 1 % [22]

c) Enfin, le taux d'occupation d'une couche (sous-couche) électronique donnée (i) au moment de la CI intervient directement dans l'expression de α_i . En première approximation on peut dire que α_i est simplement proportionnel à n_i .

Aspects expérimentaux

L'influence de l'ionisation du cortège électronique sur le coefficient de CI, et sur la période de décroissance nucléaire, sera abordée à partir d'exemples correspondant à différentes expériences.

Cas de ^{197}Au

La première expérience de l'effet de l'ionisation sur le coefficient de CI a été faite dans le système ^{197}Au . Le 1^{er} état excité de ^{197}Au ($J^I = 1/2^+$) décroît vers l'état fondamental ($J^F = 3/2^+$) par une transition M1 de 77 keV. Dans ce système, la CI sur la couche K est en principe interdite car $E_k^b > E_\gamma$. La période du niveau excité dans l'atome neutre est $T_{1/2}^0 = 1,91$ ns. Pour un faisceau de ^{197}Au , dans un état de charge moyen $\bar{q} = 9,5$ on mesure $T_{1/2}^{9,5} = (1,84 \pm 0,10)$ ns [23]. A l'incertitude expérimentale près, la période $T_{1/2}^{9,5}$ pour l'ion est la même que celle dans l'atome neutre. Cet exemple démontre que les fonctions d'onde des électrons L et M sont peu affectées par le fait d'avoir enlevé 10 électrons périphériques à l'Au comme on pouvait le prévoir à partir des résultats de la figure 7.

Cas de ^{57}Fe

Un second exemple concerne l'effet de l'ionisation sur la vie moyenne du niveau à 14 keV dans le ^{57}Fe . Dans l'atome de ^{57}Fe les CCI α_K et α_L valent respectivement 7,68 et 0,79. La vie moyenne de cette transition M1 a été étudiée par Phillips et al [24] pour des états de charge du Fe compris entre 19 et 25. Les valeurs obtenues sont reportées dans le tableau 2. Entre les valeurs $q = 0$ et $q = 23$, le coefficient de CI sur la couche K varie de 2 % seulement. La contraction de la fonction d'onde de l'état initial au voisinage du noyau en fonction de q est ici pratiquement compensée par la diminution de l'énergie, E_e , de l'électron dans le continuum résultant de l'augmentation de l'énergie de liaison E_{1s}^b .

La valeur de $T_{1/2}^{25+}$ pour un ion de ^{57}Fe hydrogénoïde est particulièrement intéressante dans la mesure où elle montre que des effets particuliers de la structure atomique se reportent sur la valeur de α . Pour l'ion Fe^{25+} , le couplage du spin nucléaire $J^I = 3/2$ au spin électronique $j_L = 1/2$ entraîne la formation d'états hyperfins $F^I = 1$ ou 2. Les règles de sélection (4.7) montrent que α_K donné par l'expression (4.1) est la somme de 2 termes qui correspondent à des électrons de moment angulaire dans le continuum de valeurs permises $l_f = 0$ et $l_f = 2$. En raison du faible recouvrement de la fonction d'onde $l = 2$ avec la fonction d'onde de l'état initial $1s$, le terme associé à $l = 2$ dans α_K est environ 10 fois plus petit que le terme associé à $l = 0$. La CI de la transition avec émission d'un électron $l = 0$ ne peut coupler que l'état hyperfin initial $F^I = 1$ et l'état hyperfin final $F^F = 1/2$. La désexcitation de état $F^I = 2$ vers $F^F = 1/2$ requiert nécessairement l'émission d'un électron $l = 2$.

On découvre ici que le coefficient de CCI α_K^{25} , et la période du niveau nucléaire $T_{1/2}^{25}$, dépend du détail de la configuration électronique. Pour le même état de charge, $q = 25$, de l'ion ^{57}Fe , la période du niveau à 14 keV a deux valeurs très différentes selon le sous-état hyperfin. La mesure donne pour $T_{1/2(F=1)}^{25} = 78$ ns, une valeur proche de celle dans l'atome neutre en accord avec le calcul, alors que $T_{1/2(F=2)}^{25}$ calculée a une valeur 10 fois plus grande.

TABLEAU 2

q	0	20	23	24	25 F = 1	25 F = 2
T _{1/2} (ns) mesurée	98	97	96	100	78	-
T _{1/2} (ns) calculée	98	-	-	107	82	901

Valeurs de la période du 1^{er} niveau du ⁵⁷Fe en fonction de l'état de charge telles que mesurées par Phillips [24]

Dans les exemples précédents il apparaît que, même pour des degrés d'ionisation très élevés, la période de l'état nucléaire change relativement peu aussi longtemps que le taux d'occupation par les électrons de la couche considérée n'est pas directement affecté.

Si l'ionisation affecte directement le taux d'occupation, les effets sur la durée de vie du niveau peuvent être spectaculaires. Par exemple, le noyau de ⁷⁴Kr a un premier état excité 0⁺ qui ne peut décroître vers l'état fondamental de spin 0⁺ que par CI. La largeur Γ_γ est nulle en raison des règles de sélection sur l'émission γ qui interdit les transitions monopolaires. Pour un ion de ⁷⁴Kr complètement épluché, le système dans l'état excité 0⁺ est stable. Cette propriété a été récemment utilisée au Ganil pour transporter un faisceau d'ions sur plusieurs mètres [25].

Cas de ²³⁵U

Un autre exemple concerne ²³⁵U dont le premier niveau excité, situé à 76 eV au-dessus de l'état fondamental, décroît par une transition E3. La période de ce niveau dans l'atome neutre est de 27 mn. Le coefficient de CI de cette transition sur les couches 6p, 6d est estimé théoriquement : $\alpha_T \sim 10^{20}$. La configuration électronique de l'atome neutre d'Uranium est [Hg] (6p⁶ 5f¹³ 6d⁴ 7s²). On constate immédiatement que pour un ion ²³⁵U, dans l'état de charge q = 25, la CI est impossible puisque les couches 6d et 6p sont vides. En conséquence la période du niveau excité est augmentée par un facteur $\sim 10^{20}$ et devient supérieure à la période du niveau fondamental de ²³⁵U.

V - VARIATION DE LA PERIODE DANS LE ¹²⁵Te EN FONCTION SON ETAT DE CHARGE

V.1 Blocage de la conversion interne

Le noyau de ¹²⁵Te possède un premier état excité (3/2)⁺ situé à une énergie de 35,4915 keV au-dessus de l'état fondamental (1/2)⁺. La décroissance du niveau (3/2)⁺ s'opère par une transition M1 qui est convertie sur la couche K ($\alpha_K = 11,92$) et sur les couches externes ($\alpha_{L_1} = 1,4$; $\alpha_{L_{23}} = 0,18$). La valeur du coefficient $\alpha_T = 13,65 \pm 0,55$ dans l'atome neutre correspond à une période $T_{1/2}^\circ = 1,496$ ns. Le coefficient de mélange, $\delta^2 = 8,7 \cdot 10^{-4}$, entre les composantes M1 et E2 a été établi à partir du rapport entre les intensités des raies de conversion L₁, L₂, L₃ [26].

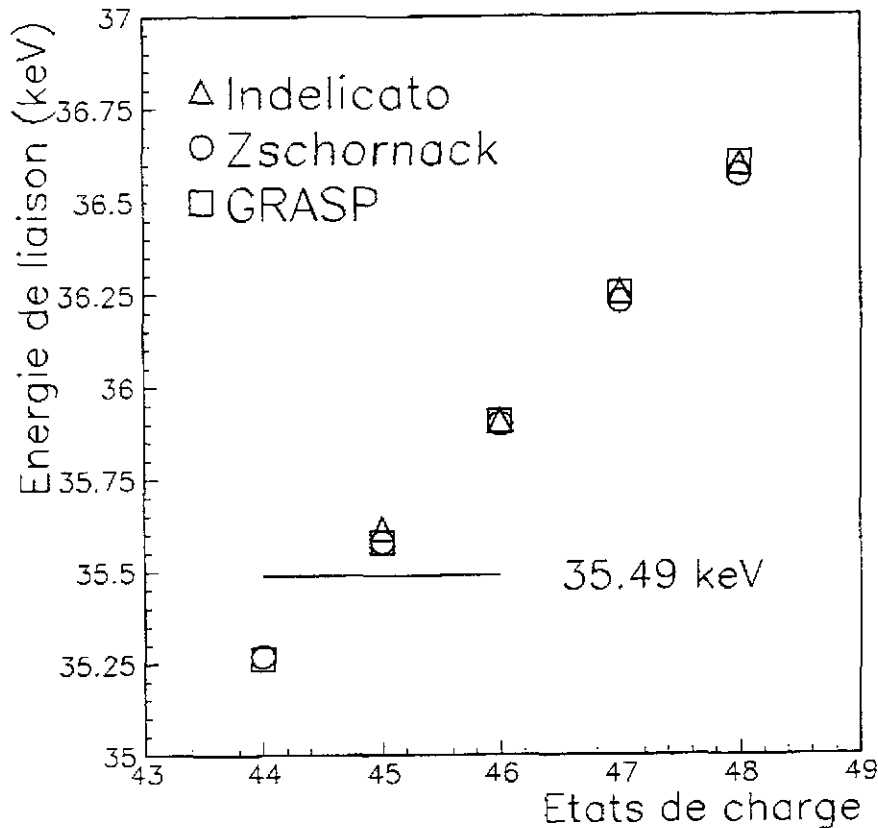


Figure 8

Energie de liaison d'un électron 1s du Te en fonction de l'état de charge calculée à partir de différents codes Hartree-Fock relativistes. L'énergie d'excitation de l'état $3/2^+$ de ^{125}Te est également indiquée

La variation de l'énergie de liaison des électrons 1s en fonction de l'état de charge d'un ion Te est donné sur la figure 8. Les calculs ont été faits pour des ions Te dans leur configuration fondamentale. Ils prennent en compte les effets relativistes et les effets de QED. L'incertitude sur ces calculs est estimée à 1 eV. On constate que pour la charge $q = 45$ l'énergie de liaison d'un électron K, E_K^b devient supérieure à l'énergie de la transition $E_\gamma = 35,49$ keV. D'après la relation (4.6) la CI sur la couche K doit être interdite énergétiquement à partir de cet état de charge. Le taux de décroissance du niveau $(3/2)^+$ est alors fixé par la CI sur la couche L, qui reste peuplée pour cet état de charge, et par le taux λ_γ d'émission de photons.

$$\lambda^{q>44} = \lambda_\gamma + \lambda_L^q = \lambda_\gamma (1 + \alpha_L^q) \quad (5.1)$$

La période du niveau $T_{1/2}^{q>44}$ s'accroît en principe fortement au passage par l'état de charge $q = 45$ et ce bien que les états électroniques 1s soient toujours occupés.

$$T_{1/2}^{q>44} = T_{1/2}^\circ \frac{(1 + \alpha_T^\circ)}{(1 + \alpha_L^q)} \quad (5.2)$$

La condition d'état de charge pour laquelle $E_k^b > E_\gamma$ définit la charge critique du système q_c . On parle alors du blocage de la conversion interne.

Mise en évidence expérimentale du blocage de la CI

Pour amener le Te dans des états de charges $q \geq q_c = 45$, on utilise la méthode d'épluchage par une feuille mince de ^{232}Th . La traversée de la cible par le faisceau de Te à 25 MeV/UMA permet également de porter une fraction des noyaux de Te dans un état excité par interaction coulombienne avec les noyaux de Th. Les états excités du noyau de Te décroissent en partie vers le premier état excité dans un temps de l'ordre de 10^{-12} s. On mesure ensuite la période $T_{1/2}^q$ de décroissance du niveau $(3/2)^+$ vers le fondamental en fonction de l'état de charge q à l'aide d'un spectromètre magnétique.

Les détails expérimentaux sont donnés dans les références [27,28].

La variation de $T_{1/2}^q$, pour des états de charge $44 \leq q \leq 48$ est donnée dans le tableau 3.

Il apparaît que le blocage de la CI sur la couche K se produit bien, mais seulement à partir de la charge $q = 47$ pour laquelle la configuration électronique du Te est $1s^2 2s^2 2p_{1/2}$.

La valeur calculée de $T_{1/2}^{44}$ est peu différente de la valeur $T_{1/2}^0$. Ce dernier résultat est en accord qualitatif avec les considérations précédentes montrant que, aussi longtemps que la CI reste permise sur la couche K, la valeur du coefficient de CI α_K évolue peu avec l'état de charge, en raison de la faible dépendance de la fonction d'onde électronique $1s$ au voisinage du noyau avec le degré d'ionisation des couches externes.

En revanche, les valeurs mesurées de $T_{1/2}^{45}$ et $T_{1/2}^{46}$ sont en profond désaccord avec les valeurs calculées pour un coefficient $\alpha_K = 0$ correspondant à une valeur de la charge critique $q_c = 45$.

TABLEAU 3

Charge	$T_{1/2}$ (mesurée ns)	$T_{1/2}$ (calculée ns)
0	1.49	1.49
44		1.65
45	< 2	8.0
46	2 ± 1	8.3
47	6 ± 1	8.5
48	11 ± 2	10.3

Valeur de la période $T_{1/2}$ du 1^{er} niveau du ^{123}Te en fonction de l'état de charge des ions

V.2 Conversion Interne entre états liés du cortège électronique

Le graphe de Feynmann associé à la CI (figure 6) peut s'interpréter comme l'interaction entre un photon virtuel émis par le noyau, interagissant avec un électron du cortège électronique et entraînant l'ionisation du système. Le même graphe aurait été obtenu pour décrire l'ionisation d'un système atomique par une source de photons réels. Il est bien connu que, disposant d'une source de photons réels dont l'énergie est accordable, il est possible d'ioniser l'atome si l'énergie des photons est supérieure au potentiel d'ionisation, mais également d'exciter le système électronique, si l'énergie des photons est inférieure au potentiel d'ionisation. Dans ce cas, un électron, initialement sur une orbite interne (E_i) est

promu vers une orbite plus externe (E_f) non occupée, à la condition que l'énergie du photon incident soit exactement égale à la différence des énergies $E_i - E_f = E_{if}$. En réalité, la condition "exactement égale" doit tenir compte de la largeur naturelle de l'état de trou Γ_i , augmentée de la largeur naturelle de l'état Γ_f . La condition réelle est donc :

$$E_{if} - \left(\frac{\Gamma_i + \Gamma_f}{2} \right) \leq E_\gamma \leq E_{if} + \left(\frac{\Gamma_i + \Gamma_f}{2} \right) \quad (5.3)$$

Transposé à des photons virtuels, ce raisonnement permet d'envisager un mécanisme de CI au cours duquel un électron d'une couche interne, dont l'énergie de liaison est supérieure à l'énergie de la transition nucléaire E_γ , est promu sur une orbite liée vacante. La condition (5.3) doit être modifiée pour tenir compte de l'instabilité du niveau nucléaire dans l'état initial par l'introduction d'une largeur Γ_i^n :

$$E_{if} - \left(\frac{\Gamma_i^n + \Gamma_i^a + \Gamma_f^a}{2} \right) \leq E_\gamma \leq E_{if} + \left(\frac{\Gamma_i^n + \Gamma_i^a + \Gamma_f^a}{2} \right) \quad (5.4)$$

où les indices a, et n réfèrent respectivement à la partie électronique et nucléaire, du système. Soit Γ la largeur totale $\Gamma_i^n + \Gamma_i^a + \Gamma_f^a$.

Par la suite nous appellerons ce mécanisme CI entre états atomiques liés ou BIC (pour Bound Internal conversion). On trouve aussi le nom de conversion interne résonante ou conversion interne sous le seuil pour la distinguer de la CI interne normale ou usuelle.

Dans le cas du BIC sur la couche K dans les atomes moyens et lourds la largeur Γ_i^a correspond essentiellement à la largeur radiative associée à la transition atomique [$2p \rightarrow 1s$]. Cette largeur est de 12 eV dans un atome de Te (figure 1). La largeur Γ_i^a est très supérieure à la largeur Γ_i^n associée à un état nucléaire dont la durée de vie est de l'ordre de la nanoseconde, $\Gamma_i^n \sim 10^{-6}$ eV.

Evidemment les règles de sélection sur le moment angulaire et sur la parité s'appliquent au BIC de la même manière que pour une CI usuelle.

A partir des hypothèses précédentes, il est possible de définir un coefficient de CI associé au processus BIC par la relation :

$$\alpha^{\text{BIC}} = \frac{\lambda^{\text{BIC}}}{\lambda^\gamma} = \frac{\Gamma^{\text{BIC}}}{\Gamma_\gamma} \quad (5.5)$$

λ^{BIC} est le taux de décroissance par BIC et Γ^{BIC} la largeur correspondante

λ^γ est le taux de décroissance par émission γ de l'état nucléaire excité pour une multipolarité donnée et Γ_γ la largeur partielle qui lui est associée. Par la suite nous considérerons essentiellement des transitions de type M1.

L'état initial du système $|i\rangle$ est décrit par une fonction d'onde ψ_i qui s'exprime comme un produit de la fonction d'onde nucléaire décrivant l'état excité $\chi_i(r_n)$ par une fonction d'onde $\phi_i(r)$ décrivant la partie électronique du système au moment de la CI. De la même façon l'état final du système $|f\rangle$ est décrit par une fonction d'onde ψ_f où interviennent la fonction d'onde décrivant le noyau dans son état fondamental $\chi_f(r_n)$ et la fonction d'onde

électronique de l'état final après la CI $\phi_f(r)$. Les deux états $|i\rangle$ et $|f\rangle$ sont couplés par l'intermédiaire de l'hamiltonien d'interaction noyau-électron H_{if} .

Le taux de transition par BIC s'écrit alors en fonction de la largeur totale Γ .

$$\lambda^{\text{BIC}} = \frac{\Gamma}{(E_{if} - E_\gamma)^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2} |\langle f | H_{if} | i \rangle|^2 \quad (5.6)$$

Pour la conversion interne usuelle le rapport

$$2\pi \frac{|\langle f | H_{if} | i \rangle|^2}{\Gamma_\gamma} \quad (5.7)$$

correspond exactement à la définition du coefficient de conversion α_i (eq. 4.11) où $\phi_f(r)$ est alors la fonction d'onde de l'électron émis dans le continuum avec une énergie E_e . Cette fonction d'onde est normalisée dans l'espace des impulsions ou dans l'espace des énergies par la condition (4.13).

Dans le cas du BIC, et par analogie avec la théorie de la conversion interne normale, on définit A_{if} qui se calcule avec les mêmes méthodes numériques que le CCI usuel :

$$A_{if} = 2\pi \frac{|\langle f | H_{if} | i \rangle|^2}{\Gamma_\gamma} \quad (5.8)$$

$\phi_f(r)$ est la fonction d'onde de l'électron promu dans un état lié n', l', κ' . La condition de normalisation de cette fonction d'onde :

$$\int_0^\infty |\phi_f(r)|^2 4\pi r^2 dr = 1$$

entraîne que A_{if} dans le cas du BIC possède les dimensions d'une énergie.

Le coefficient de conversion interne entre les états liés $|i\rangle$ et $|f\rangle$, α_{if}^{BIC} s'obtient en fonction de A_{if} [29] :

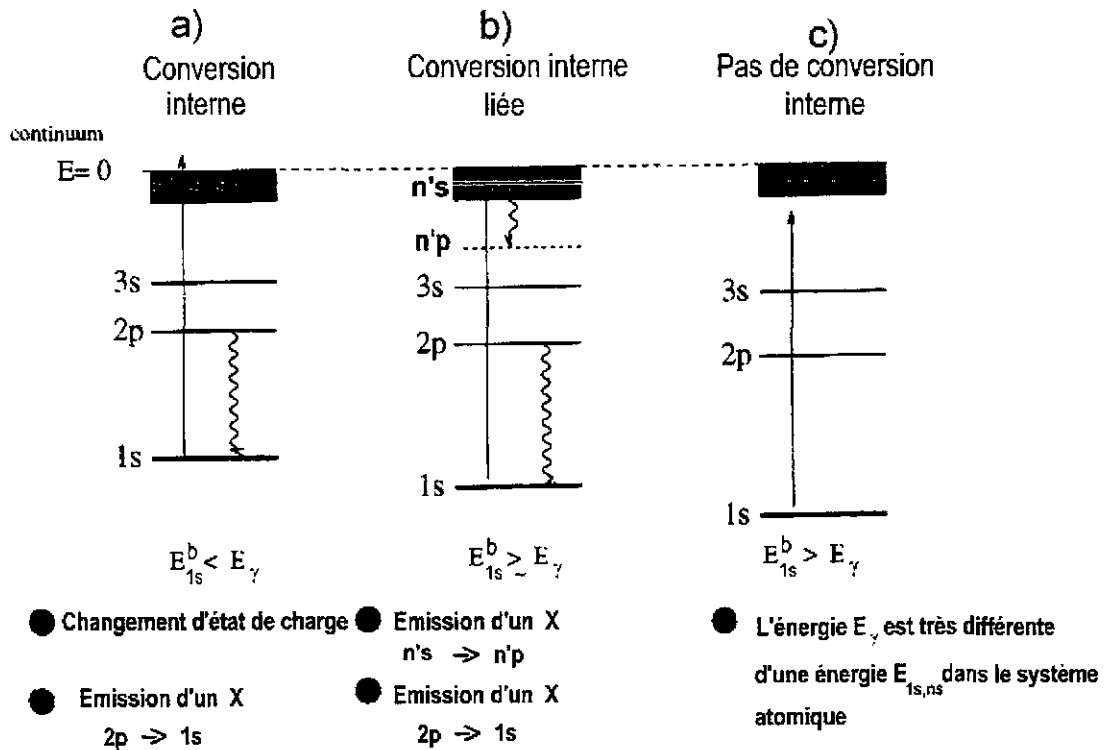


Figure 9

Représentation schématique du processus de CI sur la couche K pour une transition M1 en fonction des énergies relatives de la transition nucléaire E_γ et de la transition atomique E_{if}

a) conversion interne usuelle $E_\gamma > E_{1s}^b$

b) Conversion interne liée $E_\gamma < E_{1s}^b$ et il existe dans le système atomique un état vacant

$$\text{tel que } E_{ns}^b - E_{1s}^b \sim E_\gamma \pm \frac{\Gamma}{2}$$

c) $E_\gamma < E_{1s}^b$ il n'existe pas d'état vacant pour lequel la condition de résonance puisse être vérifiée. La désexcitation du niveau nucléaire par CI est bloquée

$$\alpha_{if}^{BIC} = \frac{\Gamma}{2\pi} \times \frac{A_{if}}{\delta^2 + \left(\frac{\Gamma}{2}\right)^2} \quad (5.9)$$

où le terme δ représente le défaut de résonance entre l'énergie de la transition nucléaire et l'énergie de la transition atomique.

$$\delta = E_\gamma - E_{if} \quad (5.10)$$

La démonstration de la relation 5.9, dans le cadre d'une théorie perturbative suit point par point celle utilisée pour le calcul de P_{NEET} – paragraphe 6.1, formulation de l'effet du NEET - à condition d'échanger l'état initial et l'état final du système.

Le coefficient de conversion interne lié pour une transition nucléaire à partir d'un état $|i\rangle$ s'obtient en sommant sur tous les états $|f\rangle$ accessibles satisfaisant aux règles de sélection sur le moment angulaire équation (4.7) :

$$\alpha_i^{BIC} = \sum_f \alpha_{if}^{BIC} \quad (5.11)$$

Le nombre d'états qui interviennent dans la sommation dépend beaucoup de leur localisation par rapport au seuil d'ionisation.

Si la différence d'énergie ($E_i^b - E_\gamma$) est petite, les états accessibles sont des états caractérisés par un nombre quantique principal n' , qui est grand. Ces états sont appelés états de Rydberg. Cette situation correspond au cas b de la figure 9. La densité de ces états, $\rho(E_f) = \frac{dn'}{dE_f}$, s'obtient facilement à partir de la relation (2.6) en supposant une fonction hydrogénoïde, où Z est remplacé par une valeur Z_{eff} qui dépend du degré d'ionisation de l'ion. Si $\rho(E_f)$ est grand, la somme discrète dans l'expression, (5.11) peut être remplacée par une intégrale sur l'énergie E_f et on retrouve, à la limite des n très grands, une valeur du coefficient de conversion α^{BIC} exactement égale à celle obtenue à partir de l'expression du coefficient de CI usuelle, dans laquelle on a utilisé l'approximation asymptotique de la fonction d'onde radiale de l'électron libre pour des énergies E_e tendant vers zéro [29].

A l'inverse si ($E_i^b - E_\gamma$) est grand, les niveaux d'énergie des états finals susceptibles d'entrer en résonance sont des niveaux caractérisés par des valeurs de n' petites. La différence d'énergie entre deux niveaux successifs ($E_{n'+1} - E_{n'}$) est importante. Dans la sommation sur les états $|f\rangle$ de l'expression (5.11) un seul niveau est susceptible de contribuer de manière significative à la valeur du coefficient α^{BIC} et la probabilité pour trouver une condition de résonance à l'intérieur d'un intervalle d'énergie de l'ordre de Γ devient très faible. Cette situation correspond au cas c de la figure 9. En revanche, dans le cas où la condition de résonance peut être obtenue, le coefficient α^{BIC} peut prendre des valeurs très grandes, supérieures au coefficient de conversion usuelle en raison du très fort recouvrement entre les fonctions d'onde de l'état initial et de l'état final. Ceci est particulièrement vrai pour des transitions M1 qui relient des états électroniques $1s$ et $n's$.

L'analyse des résultats obtenus pour le ^{125}Te en fonction de l'état de charge (tableau 3) reflète ces différentes situations.

Pour le Te^{48+} , la configuration électronique dans l'état fondamental est $1s^2 2s^2$. La transition atomique $2s \rightarrow 1s$ étant très ralentie, la largeur Γ_i^a est proche de zéro et la largeur

$\Gamma = \Gamma_j^n + \Gamma_j^a$ est très petite. On obtient un coefficient $\alpha^{\text{BIC}} \sim 0$. Le niveau nucléaire décroît alors par émission de photons M1 et par conversion interne normale sur la couche 2s. La durée de vie mesurée correspond bien à une situation de blocage de la CI sur la couche K.

Pour le Te^{47+} . La configuration électronique de l'état fondamental est $1s^2 2s^2 2p_{1/2}^1$. La largeur radiative du trou K, estimée à partir du nombre d'électrons sur la couche 2p, est de l'ordre de 2 eV. L'étude de l'énergie des transitions $E_{if} = (E_{1s}^b - E_{n's}^b)$ ne montre aucune résonance possible avec l'énergie de la transition E_γ . Le coefficient α^{BIC} est donc voisin de zéro en accord avec le résultat expérimental et l'on retrouve une situation pour laquelle la CI sur la couche K est bloquée.

Pour le Te^{46+} la transition atomique dont l'énergie $E_{if} = (E_{1s} - E_{n's})$ est la plus voisine de l'énergie de la transition nucléaire correspond à l'excitation du niveau 6s. La différence d'énergie δ est alors de 60 eV, très supérieure à la largeur $\Gamma \sim 4$ eV. La valeur du coefficient α^{BIC} calculée à partir des relations (5.9) et (5.11) est $\alpha^{\text{BIC}} = 0,4$. Cette valeur est trop petite pour expliquer la période mesurée $T_{1/2} \sim 2$ ns. Remarquons cependant qu'une imprécision de 60 eV sur le calcul de l'énergie de transition atomique conduirait à une valeur $\alpha^{\text{BIC}} = 240$, correspondant à la résonance exacte entre l'énergie des deux systèmes électronique et nucléaire.

Pour le Te^{45+} nous nous trouvons pratiquement dans le cas où la différence d'énergie entre deux niveaux ($n's$) successifs, avec $n' \sim 19$, est du même ordre de grandeur que la largeur $\Gamma \sim 6$ eV. La relation (5.11) conduit à $\alpha^{\text{BIC}} = 5,9$, qui correspond à une valeur $T_{1/2} = 2,6$ ns du même ordre de grandeur que le résultat expérimental.

La détermination des énergies de transition atomique utilisées pour le calcul de α^{BIC} a été effectuée à partir de codes numériques Dirac-Fock prenant en compte tous les effets d'électrodynamique relativiste. La précision sur les énergies calculées est estimée à quelques eV. En revanche, dans ces calculs les ions Te sont supposés être dans leur état atomique fondamental à l'instant où a lieu la CI. Cette approximation n'est justifiée que si la durée de vie des configurations atomiques excitées à la sortie de la feuille d'épluchage est beaucoup plus courte que la vie moyenne du niveau nucléaire excité. Ceci n'est pas toujours le cas.

Dans le cas du Te^{46+} et Te^{45+} par exemple, les configurations électroniques fondamentales sont respectivement $1s^2 2s^2 2p_{1/2}^2$ et $1s^2 2s^2 2p_{1/2}^2 2p_{3/2}^1$. Certaines configurations $1s^2 2s^2 2p_{1/2}^x 2p_{3/2}^y$ avec $(x + y) = 2$ pour Te^{46} et $(x + y) = 3$ pour Te^{45+} ont des durées de vie moyenne supérieures à la nanoseconde comme le montrent les taux des transitions radiatives indiqués dans le tableau 4.

A chacune de ces configurations des électrons dans la couche 2p correspond un moment angulaire j_i différent, qui se couple au moment angulaire de l'état du trou créé en couche 1s par la CI et au moment angulaire de l'électron promu, dans un état $n's$. L'énergie des transitions possibles E_{if} entre un état initial $1s^2 2s^2 2p^2$, et un état final après conversion $1s^1 2s^2 2p^2 n's^1$, se trouve fragmentée sur un intervalle d'énergie de plusieurs centaines d'eV. Cette situation est explicitée sur la figure 10 pour une CI sur la couche K dans un ion $\text{Te}^{46+} 1s^2 2s^2 2p_{1/2}^1 2p_{3/2}^1$.

TABLEAU 4

Configuration dominante	j_i	Energie d'excitation eV	$\lambda(s^{-1})$
$1s^2 2s^2 2p_{1/2}^2$	0	0	
$1s^2 2s^2 2p_{1/2}^1 2p_{3/2}^1$	1	276,9	$1.4 \cdot 10^8 \rightarrow J = 0$
$1s^2 2s^2 2p_{1/2}^1 2p_{3/2}^1$	2	292,5	$1 \cdot 10^4 \rightarrow J = 1$
$1s^2 2s^2 2p_{3/2}^2$	2	585,3	$1.3 \cdot 10^8 \rightarrow J = 1$ $1.2 \cdot 10^8 \rightarrow J = 2$
$1s^2 2s^2 2p_{3/2}^2$	0	628,2	$3.4 \cdot 10^8 \rightarrow J = 1$

Moment angulaire total j_i et énergie d'excitation par rapport à l'état fondamental des ions Te^{46+} dans les configurations $1s^2 2s^2 2p_{1/2}^x 2p_{3/2}^y$. Le taux de décroissance par transitions radiatives λ est également porté pour chacun des états excités

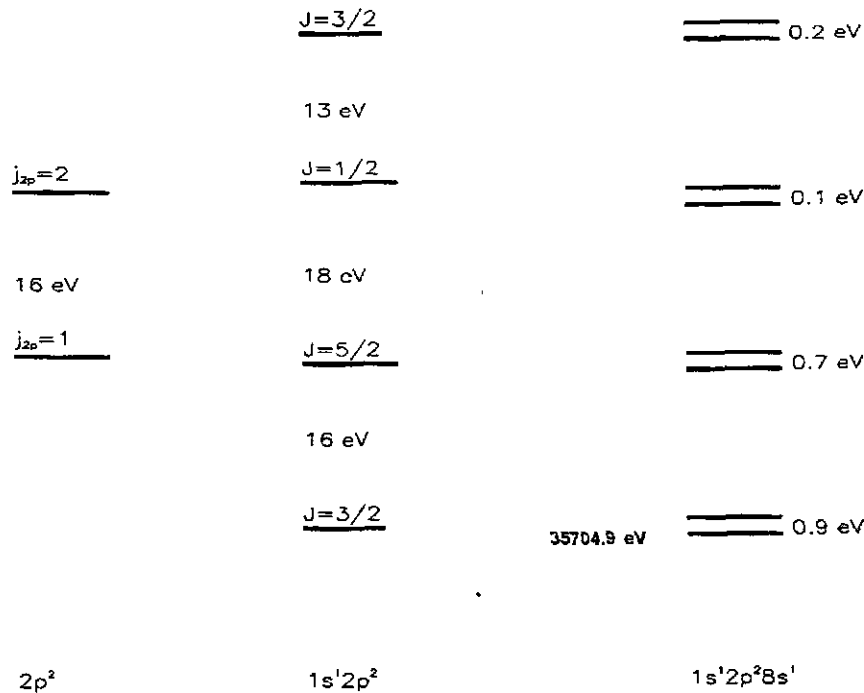


Figure 10

Effet du couplage des moments angulaires sur les énergies de transition dans le cas d'une CI liée sur la couche K d'un Te^{46+} dans les configurations initiales $1s^2 2s^2 2p_{1/2}^1 2p_{3/2}^1$ ($j_i = 1$ et $j_i = 2$). Après conversion l'électron est promu sur le niveau 8s. Il apparaît 8 énergies de transition possibles dans un intervalle d'énergie de 47 eV. L'énergie 35704,9 eV est à comparer à l'énergie de la configuration de l'état fondamental 35439 eV et à l'énergie de la transition $E_\gamma = 35492,5$ eV [30]

Pour chaque niveau n_s de l'électron dans l'état final et en tenant compte des 5 configurations métastables possibles à la sortie de la feuille d'épluchage on obtient au total 15 énergies de transition différentes qui correspondent à différentes valeurs de α_{if} .

Il apparaît alors impossible de définir, pour un état de charge donné de l'ion un coefficient α_i^{BIC} unique. Il faut préciser en outre la configuration atomique de l'état initial du Te, et sommer sur tous les états de spin dans l'état final qui définissent les énergies de la transition atomique E_{if} .

En conséquence, il apparaît également impossible de parler, comme nous l'avons fait jusqu'ici, de la vie moyenne $T_{1/2}$ du niveau excité pour un état de charge particulier. A chaque configuration électronique du Te^{45+} correspond une période $T_{1/2}$ du niveau excité. Les valeurs de $T_{1/2}$ peuvent être très différentes les unes des autres, et vouloir interpréter les résultats expérimentaux en terme d'une période unique pour un état de charge donné perd son sens.

Une nouvelle expérience [31], a permis de mesurer le rapport (N_{X_K} / N_γ) du nombre de rayonnements X_K ($2p \rightarrow 1s$) au nombre de rayonnements gamma de 35, 492 keV émis en vol après l'excitation par la cible de Th du ^{125}Te dans les états 45^+ et 46^+ . La distance de vol, entre 5 cm et 70 cm, correspond à des temps de vol compris entre 0,6 ns et 10 ns. En supposant une distribution statistique des électrons dans les états $2p_{1/2}$ et $2p_{3/2}$ à la sortie de la cible et en utilisant des taux de transition atomique calculés pour chacune des configurations électroniques excitées, on peut alors calculer le rapport N_{X_K} / N_γ à partir des coefficients α_{if}^{BIC} . Les résultats expérimentaux du rapport N_x / N_γ pour les charges $Q = 45$ et 46 sont alors en excellent accord avec les résultats théoriques [32].

VI - EXCITATION NUCLEAIRE PAR UNE TRANSITION ELECTRONIQUE LIEE-LIEE.

Une transition électronique se manifeste généralement par l'émission d'un photon ou d'un électron Auger. Il existe en fait un autre type de transition dans lequel l'énergie de l'électron est directement absorbée par le noyau. Dans cette catégorie de mécanisme, on distingue la conversion électronique inverse³³ dans laquelle un électron libre est capturé sur un état lié et l'effet NEET (Nuclear Excitation by Electronic Transition) dans lequel une transition électronique se produit entre deux niveaux liés. Dans ce cas, la transition ne peut se produire que si l'énergie de la transition électronique est égale à celle de la transition nucléaire, aux largeurs près, et si les multipolarités et parités des deux transitions sont identiques. Son processus inverse, l'effet BIC (Bound Internal Conversion), a été décrit précédemment.

VI.1 L'effet NEET

Formulation

L'effet NEET est un processus du second ordre en α (constante de structure fine), proposé par Morita³⁴ en 1973. La théorie de l'excitation NEET a été étudiée par plusieurs auteurs^{35,36,37,38,39} D.P.Grechukhin et A.A.Soldatov⁴⁰ ont montré que l'expression employée par Morita pour l'Hamiltonien d'interaction électron-Noyau n'était pas correcte. En 1992 E.V.Tkalya⁴¹ a calculé la probabilité d'excitation par effet NEET à partir des principes de base

de l'électrodynamique quantique (QED). Si l'on considère que le mécanisme de l'effet NEET ne dépend pas de la façon dont l'état initial électronique a été préparé, la probabilité d'occurrence de l'effet NEET, dans le cadre de la théorie des perturbations, s'écrit :

$$P_{NEET} = (1 + \frac{\Gamma_2}{\Gamma_1}) \frac{W^2}{(\delta^2 + \left[\frac{\Gamma_1 + \Gamma_2}{2} \right]^2)} \quad (6.1)$$

où :

Γ_1 et Γ_2 sont les largeurs respectives des états électroniques initial et final.

δ est la différence d'énergie entre la transition électronique et la transition nucléaire.

$$\delta = (E_1 - E_2) - (E_\alpha - E_\beta)$$

Les différentes énergies intervenant dans la définition de δ sont explicitées figure 11.

W est l'élément de matrice d'interaction électron-noyau identique à celui intervenant dans le calcul de l'effet BIC.

$$W^2 = \left| \langle f | H_{int} | i \rangle \right|^2$$

$$W^2 = 4\pi e^2 \frac{\omega_N^{2(L+1)}}{[(2L+1)!]^2} \left\langle j_1 \frac{1}{2} L 0 \left| j_2 \frac{1}{2} \right. \right\rangle^2 |M_L(\omega_N)|^2 B(E(M); L)$$

où ω_N est l'énergie de la transition, $M_L(\omega_N)$ l'élément de matrice électronique et $B(E(M); L)$ le taux de transition réduit, électrique ou magnétique d'ordre L .

Dans le paragraphe suivant, nous allons établir la formule (6.1) et montrer les hypothèses qui lui sont sous-jacentes.

Dynamique de l'effet NEET

Considérons l'évolution du système avec le temps.

Si le système ATOME-NOYAU est isolé, la fonction d'onde $\Psi(t)$ vérifie l'équation d'évolution suivante :

$$i\hbar \frac{d}{dt} |\Psi(t)\rangle = [H_0 + W] |\Psi(t)\rangle \quad (6.2)$$

avec :

$$H_0 = H_{atome} + H_{noyau}$$

Si le terme de couplage W est faible devant δ , un calcul de perturbation est justifié et la fonction d'onde pour un système à deux niveaux, $\Psi_{\alpha 1}$ et $\Psi_{\beta 2}$, peut s'écrire :

$$|\Psi(t)\rangle = b_{\alpha 1} |\Psi_{\alpha 1}\rangle + b_{\beta 2} |\Psi_{\beta 2}\rangle \quad (6.3)$$

où $\Psi_{\alpha 1}$ et $\Psi_{\beta 2}$ sont des états propres de H_0 .

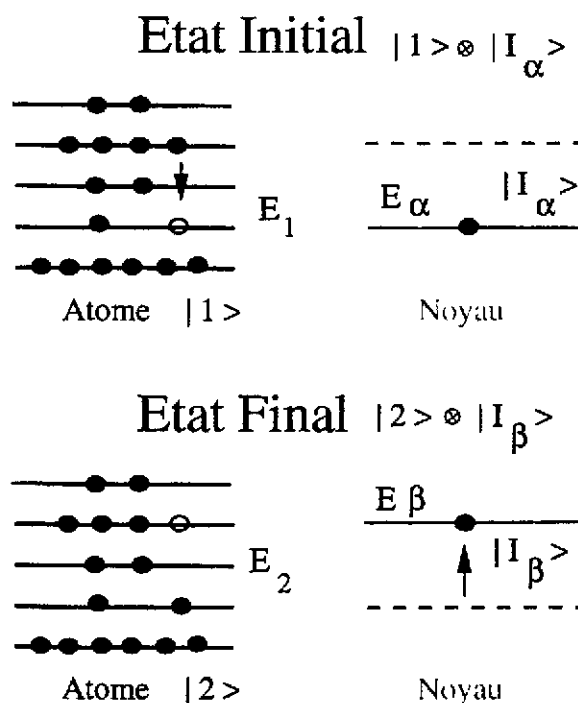


Figure 11

Le problème consiste donc à trouver $b_{\beta 2}(t)$ sachant qu'à $t=0$ le système est dans l'état $\Psi_{\alpha 1}$. Pour l'effet BIC, les équations d'évolution et le terme de couplage sont identiques, seule change la condition initiale : le système, à $t=0$, est alors dans l'état $\Psi_{\beta 2}$.

L'expression de l'hamiltonien total, $H = H_0 + W$, suppose que le système est isolé et que les états propres de H sont des états stationnaires. En toute rigueur, il faut tenir compte du couplage entre le système ATOME-NOYAU et le champ électromagnétique. L'approximation qui consiste à négliger ce terme et à considérer les états comme stationnaires, est en général bien suffisante sauf quand on s'intéresse à la décroissance de ces états. Cependant il existe une règle phénoménologique⁴² qui consiste à introduire artificiellement ce couplage. Les valeurs propres, $E_{\alpha 1}$ et $E_{\beta 2}$, de H_0 , sont alors remplacées par :

$$E_{nk}^* = E_{nk} - i\hbar \frac{\lambda_{nk}}{2} \quad (6.4)$$

avec $\lambda_{nk} = 1/\tau_{nk}$, où τ_{nk} est la période du niveau E_{nk} . Les états nucléaires ayant des temps de vie bien supérieurs aux temps de vie atomique, on peut écrire :

$$\lambda_{nk} \approx \lambda_k$$

Cette approche phénoménologique permet de retrouver le temps de vie du niveau E_{nk} . En effet la probabilité de trouver le système, à l'instant t , dans l'état φ_{nk} est alors :

$$P_{nk}(t) = \left| e^{-i(E_{nk} - i\hbar \frac{\lambda_{nk}}{2})t/\hbar} \right|^2 = e^{-\lambda_{nk}t}$$

En insérant la fonction d'onde (3) dans (2), on obtient le système d'équations suivant :

$$\begin{aligned} i\hbar \frac{d}{dt} b_{\alpha_1}(t) &= b_{\alpha_1}(t) E_{\alpha_1}^* + b_{\beta_2}(t) W_{\alpha_1\beta_2} \\ i\hbar \frac{d}{dt} b_{\beta_2}(t) &= b_{\alpha_1}(t) W_{\alpha_1\beta_2} E_{\alpha_1}^* + b_{\beta_2}(t) E_{\alpha_1}^* \end{aligned} \quad (6.5)$$

où $W_{\alpha_1\beta_2}$ est l'élément de matrice d'interaction entre les états Ψ_{α_1} et Ψ_{β_2} ; et $E_{\alpha_1}^*, E_{\beta_2}^*$ sont définies par (4).

La résolution du système (5) revient à résoudre l'équation matricielle suivante :

$$i\hbar \frac{d}{dt} B = TB$$

Les valeurs propres, E_+ et E_- , et fonctions propres, $|\Phi^\pm\rangle$, de T sont :

$$E_\pm = \left(E_{\alpha_1} + \frac{\delta}{2} \right) - i(\Gamma_1 + \Gamma_2) \pm \sqrt{\frac{(\delta + i\frac{1}{2}(\Gamma_1 - \Gamma_2))^2}{4} + W^2}$$

$$|\Phi^\pm\rangle = \frac{-W_{\alpha_1\beta_2}}{E_{\alpha_1} - i\hbar \frac{\Gamma_1}{2} - E_\pm} |\Psi_{\alpha_1}\rangle + |\Psi_{\beta_2}\rangle$$

• On écrit la condition initiale par

$$|\Psi(t=0)\rangle = |\Psi_{\alpha_1}\rangle = \frac{1}{K} (|\Phi^+\rangle - |\Phi^-\rangle)$$

ainsi

$$|\Psi(t)\rangle = \frac{1}{K} \left(e^{-\frac{E_+ t}{\hbar}} |\Phi^+\rangle - e^{-\frac{E_- t}{\hbar}} |\Phi^-\rangle \right)$$

avec :

$$K = \frac{W_{\alpha_1\beta_2} [E_+ + E_-]}{\left(E_{\alpha_1} - i\hbar \frac{\Gamma_1}{2} - E_- \right) \left(E_{\alpha_1} - i\hbar \frac{\Gamma_1}{2} - E_+ \right)}$$

- On détermine alors $b_{\beta_2}(t) = \langle \Psi_{\beta_2} | \Psi(t) \rangle$

La probabilité, $Y(t)$, de trouver le système dans l'état Ψ_{β_2} s'écrit :

$$Y(t) = |b_{\beta_2}(t)|^2 = \frac{W^2 (e^{(E_+ + E_+^*)t} + e^{(E_- + E_-^*)t} - e^{(E_+ + E_-^*)t} - e^{(E_-^* + E_+^*)t})}{|E_+ - E_-|^2}$$

Afin que le système ne subisse pas d'oscillations de type Rabi entre les états Ψ_{α_1} et Ψ_{β_2} , il faut s'assurer que $\Gamma_2 \gg W$. La probabilité par unité de temps de trouver le noyau dans l'état β sera alors :

$$dP_\beta = Y(t) \times \Gamma_2 dt$$

soit :

$$P_\beta = \Gamma_2 \int_0^\infty Y(t) dt = \frac{1}{2} \frac{W^2 \Gamma_2 \left(\frac{\Gamma_1 + \Gamma_2}{2} \right)}{\left[\left(\frac{\Gamma_1 + \Gamma_2}{2} \right)^2 - a^2 \right] \left[\left(\frac{\Gamma_1 + \Gamma_2}{2} \right)^2 - b^2 \right]}$$

où a et b vérifie l'équation suivante :

$$\sqrt{\left(\frac{i\delta + \Gamma_2 - \Gamma_1}{2} \right)^2 + W^2} = a + ib$$

En posant $\Gamma_1 - \Gamma_2 \gg W$

$$P_\beta = \left(1 + \frac{\Gamma_2}{\Gamma_1} \right) \frac{W^2}{\left[\delta^2 + \frac{(\Gamma_1 + \Gamma_2)^2}{4} \right]} \quad (6.6)$$

ainsi la formule précédente n'est valable que si :

- $W \ll \delta$. Il s'agit là de la condition de couplage faible justifiant un calcul de perturbation. Cette condition rend invalide l'équation 1 à la résonance, c'est-à-dire si $\delta = 0$.
- $\Gamma_N \ll \Gamma_1$. Cette hypothèse est parfaitement justifiée, les durées de vie des états nucléaires étant plusieurs ordres de grandeurs plus grandes que les durées de vie atomiques.
- $\Gamma_2 \gg W$. Cette condition assure que le système n'est pas soumis aux oscillations de type Rabi⁴².
- $\Gamma_1 - \Gamma_2 \gg W$. Cette condition est fréquente puisque l'état électronique final à une énergie plus faible et donc un nombre de voies de désexcitation plus restreint.

Les candidats à l'effet NEET sont peu nombreux. Nous allons présenter une revue expérimentale des différentes tentatives d'excitation par le NEET, nous donnerons alors les valeurs théoriques attendues de P_{NEET} calculées par E.V.Tkalya⁴³.

Mise en évidence expérimentale du NEET : Revue expérimentale

Il n'existe que quatre noyaux atomiques pour lesquels une recherche de l'effet NEET a été faite et publiée : ¹⁸⁹Os, ¹⁹⁷Au, ²³⁷Np et ²³⁵U. Les résultats seront comparés aux calculs présentés dans la référence (43). Nous montrerons que la situation est confuse et nécessite de nouvelles expériences.

Les analyses des résultats expérimentaux sont toutes faites avec l'hypothèse de l'indépendance de la voie d'entrée. On écrit alors :

$$\text{Taux d'excitation (s}^{-1}\text{)} = P_{NEET} * \text{Taux de formation d'une lacune atomique (s}^{-1}\text{)}$$

Soit :

$$\sigma_{NEET} = P_{NEET} \sigma_{\text{trou}} \quad (6.7)$$

Avec σ_{trou} , la section efficace de formation d'une lacune dans le cortège atomique, cette lacune pouvant se désexciter par effet NEET avec la probabilité P_{NEET} . La valeur de σ_{NEET} va dépendre du type de la particule incidente et de son énergie. A titre d'exemple, le tableau suivant présente quelques valeurs de la section efficace expérimentale de formation d'un trou dans la couche K d'un atome d'or :

TABLEAU 5

γ	$\sigma_K(E_\gamma = 100\text{keV}) = 2.05 \cdot 10^6 \text{ barns}$	
électron	$\sigma_K(E_e = 500\text{keV}) = 10 \text{ barns}$	$\sigma_K(E_e = 1\text{MeV}) \approx 10 \text{ barns}$
proton	$\sigma_K(E_p = 1\text{MeV}) = 0.18 \mu \text{ barn}$	$\sigma_K(E_p = 8\text{MeV}) \approx 0.295 \text{ barn}$
α	$\sigma_K(E_\alpha = 1\text{MeV}) = 76 \text{ nbarns}$	$\sigma_K(E_\alpha = 10\text{MeV}) = 0.045 \text{ barn}$

¹⁹⁷Au

L¹⁹⁷Au possède un premier niveau excité, $\frac{1}{2}^+$, à 77.345 keV, de demi-vie 1.9 ns. La transition entre cet état et l'état fondamental est une transition magnétique d'ordre 1. La probabilité de transition réduite vaut $B(M1; 3/2^+ \rightarrow 1/2^+) = 3.05 \cdot 10^{-7} \text{ fm}^2$, soit $0.00409 \text{ W.u.}^{44}$.

Dans l'atome d'or, la transition $3s_{1/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ (figure 12) est assez proche en énergie de la transition nucléaire, $\delta = 50 \text{ eV}$. Le calcul de l'élément de matrice d'interaction⁴³ vaut $W^2 = 3.07 \cdot 10^{-4} \text{ eV}^2$ soit une valeur de $P_{NEET} = 1.3 \cdot 10^{-7}$.

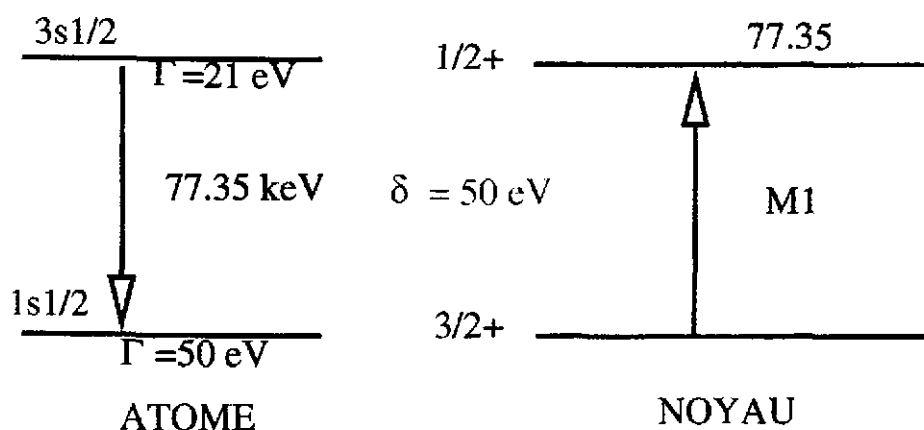


Figure 12

Schéma partiel de l'atome d'or et de ^{197}Au

Une expérience⁴⁵ a été effectuée dans le but d'exciter le niveau nucléaire à 77.345 keV d'énergie d'excitation de l' ^{197}Au . Pour cela une feuille d'or de 10 μm a été bombardée par des électrons de 100 keV. Un spectromètre sélectionnait les électrons de 63 keV, émis majoritairement lors de la conversion du niveau nucléaire sur la couche L. Un système de déflecteur à haute fréquence permettait de ne détecter que les électrons retardés. Une expérience effectuée avec une cible de platine a permis de vérifier que le signal observé avec la cible d'or, provient bien de la désexcitation de l'isomère de l' ^{197}Au .

La valeur mesurée de la section efficace d'excitation du premier niveau, est de $\sigma_{\text{exc}} = 9.9 \cdot 10^{-28} \text{ cm}^2$. En comparant cette valeur à la section efficace de diffusion inélastique d'électrons, estimée approximativement à $4.1 \cdot 10^{-32} \text{ cm}^2$ ⁴³, les auteurs attribuent le signal observé à l'effet NEET. Utilisant la valeur de 4.5 barns pour la section efficace d'ionisation de la couche K, ils en déduisent une valeur $P_{\text{NEET}} = (2.2 \pm 1.8) \cdot 10^{-4}$, trois ordres de grandeurs plus grande que la valeur attendue!

^{237}Np

Le ^{237}Np a un état excité $7/2^-$, à 102.96 keV d'énergie d'excitation. La transition nucléaire du fondamental, $5/2^+$, vers l'état $7/2^-$, est une transition électrique d'ordre 1 dont le taux de transition nucléaire réduit, $B(E1, 5/2^+ \rightarrow 7/2^-)$, vaut $0.769 \cdot 10^{-7} \text{ fm}^2$, soit $3.2 \cdot 10^{-6} \text{ W.u.}$ ⁴⁶. Dans l'atome de Neptunium la transition $2p_{3/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ (figure 13) a une énergie de 101.068 keV. Le désaccord entre la transition nucléaire et la transition électronique est $\delta = 1.8926 \text{ keV}$. La valeur de l'élément de matrice d'interaction est $W^2(2p_{3/2} \rightarrow 1s_{1/2}) = 9.61 \cdot 10^{-6} \text{ eV}^2$. La probabilité d'avoir un effet NEET est alors faible et vaut : $P_{\text{NEET}}(2p_{3/2} \rightarrow 1s_{1/2}) = 2.86 \cdot 10^{-12}$.

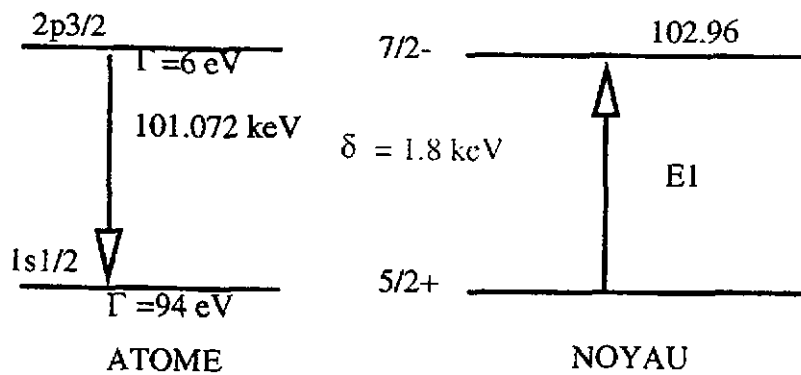


Figure 13

Schéma partiel de l'atome de Neptunium et de ^{237}Np

Afin d'exciter le niveau nucléaire à 102.96 keV, le ^{237}Np a été irradié⁴⁷ par une source intense de ^{57}Co , de 4.7 mCi. Les raies γ provenant de la source, d'énergie 122 keV et 136 keV, étaient utilisées pour ioniser la couche K de l'atome de neptunium (119 keV). Parmi les raies γ émises lors de la désexcitation du niveau à 103 keV du ^{237}Np , la plus intense, d'énergie 60 keV, était choisie pour caractériser l'excitation du niveau. Dans la région proche de 60 keV aucun pic n'a été observé. Par contre la dérivée seconde de l'histogramme indique la présence d'un pic à 59.5 keV avec une largeur compatible avec celle d'un photopic. Les auteurs ont vérifié, en utilisant une cible de ^{238}U , que le pic ne correspondait pas à une diffusion inélastique des raies du Cobalt. En estimant les différents processus pouvant mener à l'observation d'un pic à 60 keV (coïncidence fortuite, empilement, fluorescence nucléaire), ils en déduisent une probabilité d'excitation NEET de $P = (2.1 \pm 0.6)10^{-4}$, 10^8 fois plus grande que la valeur attendue !

 ^{189}Os

Le ^{189}Os a un état excité de spin $5/2^-$, à 69.537 keV. La transition de l'état fondamental vers ce niveau, est une transition (M1+E2). Les probabilités de transition réduites valent $B(M1;3/2^- \rightarrow 5/2^-) = 5.45 \cdot 10^{-7} \text{ fm}^2$ et $B(E2;3/2^- \rightarrow 5/2^-) = 69.84 \text{ fm}^4$ ⁴⁸.

Quand un électron K est éjecté de l'atome d'Osmium, la désexcitation atomique peut générer une excitation du niveau nucléaire. En effet, dans l'atome d'Osmium la transition $3s_{1/2} \rightarrow 1s_{1/2}$ (figure 14) a une énergie 70.732 keV. La probabilité d'avoir un effet NEET est de: $P_{\text{NEET}}(3s_{1/2} \rightarrow 1s_{1/2}) = 3.4 \cdot 10^{-10}$.

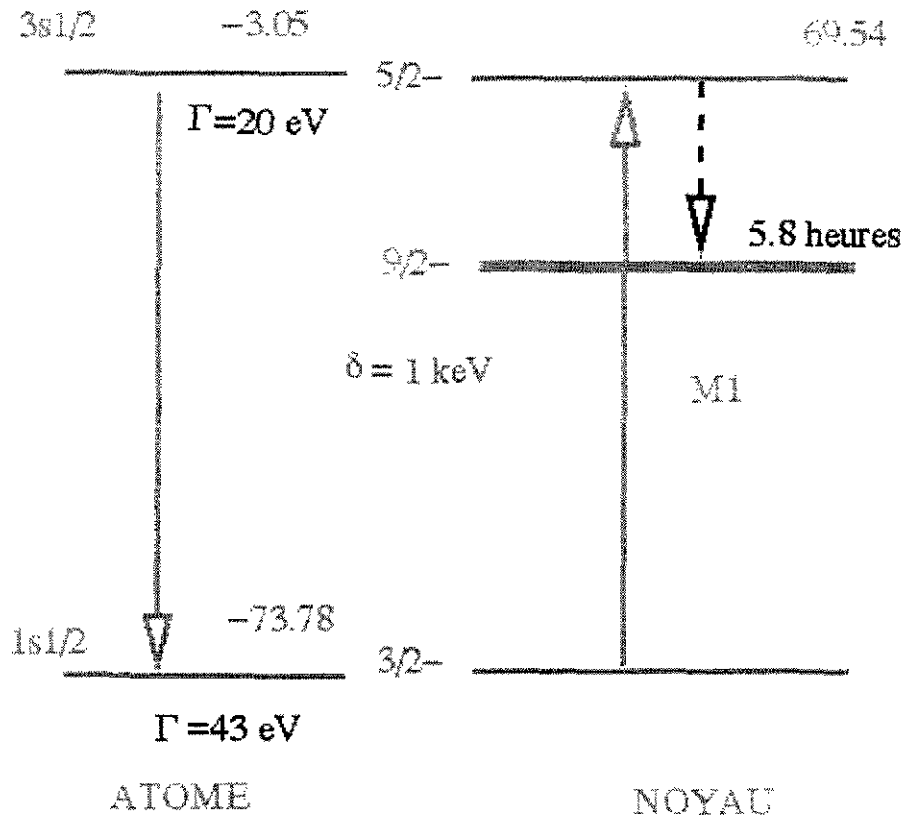


Figure 14

Schéma partiel de l'atome d'osmium et de ^{189}Os

Il existe plusieurs tentatives d'excitation du niveau $5/2^-$ de l' ^{189}Os . Elles sont toutes basées sur l'observation de la décroissance du niveau $9/2^-$ situé à 30.814 keV, de période 5.8 heures. Toutefois, à ce jour, la transition entre les niveaux $5/2^-$ et $9/2^-$ n'a pas été observée. Le calcul du rapport d'embranchement dépend du degré d'interdiction K entre les deux niveaux et celui-ci ne peut être qu'estimé. La valeur généralement utilisée dans les analyses est $1.2 \cdot 10^{-3}$. Le tableau suivant récapitule les différentes valeurs de la probabilité NEET ainsi que les sections efficaces obtenues dans les différentes expériences.

TABLEAU 6

P_{NEET}	σ_{NEET}	Sonde
10^{-6}	$6.2 \mu\text{b}$	Electrons ¹⁷
$1.7 \pm 0.2 \cdot 10^{-7}$	$1.05 \mu\text{b}$	Electrons ¹⁸
$4.3 \pm 0.2 \cdot 10^{-8}$	$43 \mu\text{b}$	Photons ¹⁹
$4.3 \pm 0.2 \cdot 10^{-8}$	$43 \mu\text{b}$	Photons ²⁰
$5.7 \pm 1.7 \cdot 10^{-9}$	$40 \mu\text{b}$	Photons ²¹
$2.0 \pm 1.4 \cdot 10^{-8}$	$6.2 \mu\text{b}$	Photons ²²

Les deux premières mesures sont obtenues en utilisant des électrons d'énergie inférieure à 100 keV, pour générer une lacune dans la couche K de l'atome d'Osmium. Sato et al. ont

montré⁵⁵ que l'excitation directe du niveau $5/2^-$ par diffusion inélastique d'électrons, en utilisant un formalisme de type DWBA, expliquait le résultat obtenu. En ce qui concerne les quatre dernières mesures Lakosi et al⁵⁴ ont montré que ces différentes expériences ne peuvent pas être considérées comme des preuves expérimentales du NEET dans l'¹⁸⁹Os car l'absorption nucléaire résonnante d'un photon peut être responsable de l'excitation de l'isomère.

Ainsi pour les différents noyaux passés en revue, les résultats expérimentaux sont ambigus et il n'y a pas de réelles preuves expérimentales d'excitation d'un niveau nucléaire par effet NEET. Les expériences nécessitent toutes d'être refaites avec des dispositifs expérimentaux permettant d'effectuer les mesures de façon exclusive afin d'éliminer l'excitation directe du niveau nucléaire par la sonde. Il faudrait :

- soit mesurer en coïncidence avec le rayonnement émis lors de la désexcitation de l'état nucléaire, l'émission d'un rayonnement X, ou électronique, provenant de la réorganisation du cortège atomique qui suit la transition NEET.
- soit mesurer un effet sur la population des états nucléaires excités en fonction de l'état de charge du noyau.

²³⁵U

Le cas de l'²³⁵U est différent de ceux présentés précédemment. En effet, il possède un niveau de très basse énergie à 76.8 eV, de spin et parité $1/2^+$. Cet état excité décroît avec une période de 26.8 minutes vers l'état fondamental, de spin et parité $7/2^-$ par une transition électrique d'ordre 3. La décroissance s'effectue par conversion interne sur les couches $6p_{1/2}$, $6p_{3/2}$, $6d$. Le coefficient de conversion interne α a été estimé⁵⁶ à $2 \cdot 10^{20}$ rendant la photoexcitation directe de l'isomère très improbable. Le taux de transition réduit, $B(E3)$ vaut $7.2 \cdot 10^{-2} \text{ W.u.}$

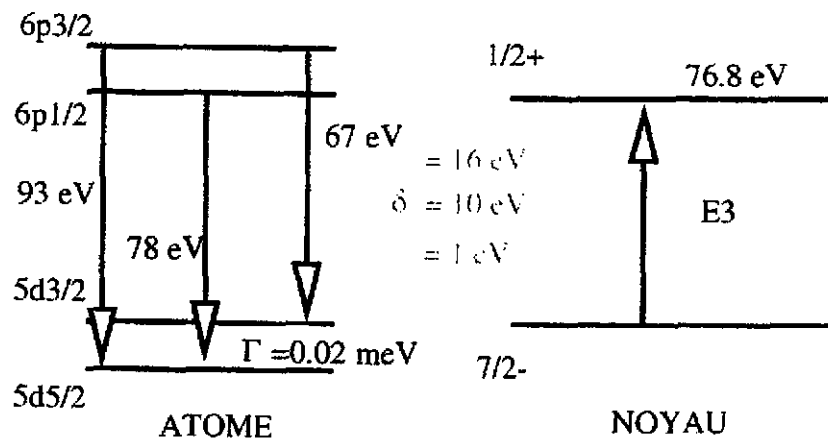


Figure 15

Schéma partiel de l'atome d'uranium et de ²³⁵U

Dans l'atome d'Uranium les transitions $6p_{3/2} \rightarrow 5d_{5/2}$, $6p_{3/2} \rightarrow 5d_{3/2}$ et $6p_{1/2} \rightarrow 5d_{5/2}$ (figure 15) ont une énergie très proche de la transition nucléaire ($\delta \approx 16$ eV, 10 eV et 1 eV). Cependant la faible largeur des niveaux, quelques 10^{-3} meV, ainsi que la valeur de l'élément de matrice d'interaction ($W^2 \approx 10^{-18}$ eV²) font que la probabilité P_{NEET} est extrêmement faible :

$$P_{\text{NEET}} \approx 10^{-18}$$

La réalisation expérimentale du processus NEET pour de telles probabilités, suppose que l'on place un très grand nombre d'atomes dans un état électronique excité. On peut alors espérer qu'une partie des relaxations électroniques se produira vers les degrés de liberté nucléaires. A cette fin, l'utilisation d'un plasma chaud semble bien adapté. Pendant la durée de vie du plasma un grand nombre de transitions électroniques est généré. La mise en évidence du phénomène suppose que les températures atteintes sont suffisantes pour exciter le niveau nucléaire. De plus, afin de dénombrer les noyaux excités, ceux-ci doivent survivre assez longtemps pour être mesurés. En effet, pendant toute la durée de vie du plasma, celui-ci rayonne fortement rendant très délicate une mesure du taux d'excitation nucléaire. Ceci ne peut alors être réalisé que si l'état nucléaire est un état isomérique de vie longue. Les deux conditions, faible énergie d'excitation et grande durée de vie, sont réalisées dans le cas du premier état excité de ^{235}U .

VI.2 L'effet NEET dans les plasmas

Excitation de $^{235\text{m}}\text{U}$ dans un plasma

L'excitation de $^{235\text{m}}\text{U}$ dans un plasma d'uranium, créé par un faisceau laser, semble avoir été mise en évidence⁵⁷ par une équipe de l'université d'Osaka. Les auteurs attribuent cette excitation à l'effet NEET. Dans cette expérience un laser CO_2 , d'énergie 1 Joule et de durée d'impulsion 100 ns, vient éclairer une cible métallique d'uranium naturel (0.7 % ^{235}U) à une fréquence de 0.5 hertz. Le plasma créé se détend et est défléchi par un champ électrique externe puis collecté sur une plaque en acier inoxydable. Après 100 tirs laser, le collecteur est placé devant un détecteur d'électrons. La figure 16 présente la courbe de décroissance du nombre d'électrons mesurés en fonction du temps. Trois composantes temporelles sont extraites: une composante rapide de demi-vie 1.0 ± 0.1 min, une composante lente de 25.7 ± 0.4 min et une composante indépendante du temps. A partir du taux de comptage de la composante lente et en prenant en compte l'efficacité du système de comptage, le taux de réaction a pu être estimé à partir de la relation suivante :

$$\langle \sigma_{\text{exc}} \nu \rangle = \frac{N_{\text{iso}}}{n_e N_{\text{U}^{235}} V \Delta t} \quad (6.8)$$

avec $N_{\text{U}^{235}}$ le nombre d'atome d' ^{235}U égal au nombre d'atomes d'uranium collectés N_{U} divisé par p_{235} , la fraction d' ^{235}U présente dans l'uranium naturel; n_e est la densité électronique ; Δt la durée du plasma , V le volume du plasma et N_{iso} le nombre d'isomères à $t=0$, estimé à 10^3 isomères par impulsion laser.

$\langle \sigma_{\text{exc}} \nu \rangle$, le taux de réaction, est défini comme suit :

$$\langle \sigma_{exc} v \rangle = \frac{1}{N_U n_e} \int d^3 v_U d^3 v_e \sigma(|v_e - v_U|) n_e(v_e) N_U(v_U) \quad (6.9)$$

où v_e est la vitesse des électrons et v_U la vitesse des ions d' ^{235}U et $N_U(v_U)$ le nombre d'atomes d'uranium par cm^3 ayant la vitesse v_U .

A l'équilibre thermodynamique les distributions $n(v)$ suivent la distribution de Maxwell Boltzmann :

$$n(v) = n \left(\frac{1}{2\pi kT} \right)^{3/2} e^{-\frac{mv^2}{2kT}}$$

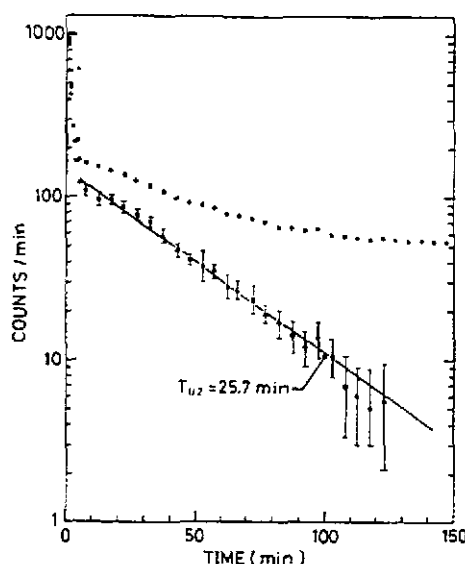


Figure 16

Nombre d'électrons mesurés par minute après collection d'un plasma d'uranium²⁵

Une valeur de $\langle \sigma_{exc} v \rangle = 1.4 \cdot 10^{-20} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ est alors obtenue par l'équipe japonaise en utilisant les paramètres suivant : $V = 10^{-6} \text{ cm}^3$, $\Delta t = 100 \text{ ns}$, $n_e = 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ et $N_U = n_e$. Toutefois cette dernière hypothèse ne semble pas justifiée. En effet pour cette expérience la température du plasma a été estimée à 100 eV dans la référence⁵⁸. A cette température la distribution des états de charge est centrée sur 23^+ (figure 2) et la densité N_U vaut alors $N_U = n_e/23$. Dans ce cas le taux de réaction prend la valeur $\langle \sigma_{exc} v \rangle = 3.22 \cdot 10^{-19} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ et le taux d'excitation par noyau d' ^{235}U , défini par $\lambda_{exc} = n_e \langle \sigma_{exc} v \rangle$, vaut $\lambda_{exc} = 2 \text{ s}^{-1}$. Dans son article, l'équipe japonaise attribue ce taux d'excitation à l'effet NEET.

Ce taux de formation élevé a été remis en question par un groupe de l'institut Kurchatov de Moscou. Arutyunyan et al⁵⁸ ont tenté de reproduire ce résultat en se plaçant d'emblée dans des meilleures conditions (en utilisant de ^{235}U enrichi à 6 %) mais sans succès. Les conditions expérimentales étaient similaires à celles de l'expérience Japonaise (laser CO_2 de 5

Joules et de durée d'impulsion 200ns). Ils estiment que la section efficace d'excitation de l'isomère est alors inférieure à 10^{-32} cm^2 . Le taux d'excitation déduit est au minimum de trois ordres de grandeur plus faible que celui obtenu par l'équipe d'Osaka.

Arutyunyan et al. ont par ailleurs réalisé une seconde expérience⁵⁸ à partir d'une cible pure d' ^{235}U . Le plasma était créé par un faisceau d'électrons d'énergie 500 keV de durée d'impulsion de 30 ns. La température atteinte était de 20 eV pour une densité matière de $1.6 \cdot 10^{-3} \text{ g/cm}^3$. La section efficace d'excitation de l'isomère, σ_{exc} , mesurée a été estimée à 10^{-32} - 10^{-31} cm^2 . Cette valeur a été extraite de la relation suivante:

$$\xi = \frac{N_{\text{isomère}}}{N_{\text{Us}}} \equiv n_e(T) \Delta t \times e^{-\frac{\Delta E}{T}} v_e \sigma_{\text{exc}}$$

où $n_e(T)$ est la densité électronique, Δt la durée de l'impulsion, $\Delta E = 76.8 \text{ eV}$ l'énergie de l'état isomérique, v_e la vitesse des électrons du continuum. Toutefois cette expression doit être utilisée avec précaution¹². En effet, elle suppose que l'excitation nucléaire est générée par des collisions entre le noyau et les électrons du plasma. Or dans ce type d'expérience, les électrons du faisceau peuvent exciter l'état isomérique, ce qui n'est pas pris en compte par cette formule. Il est alors préférable d'estimer le taux de transition par noyau, $\lambda_{\text{exc}} = \xi/\Delta t = 3 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$, qui est indépendant du mécanisme d'excitation. Cette valeur est à comparer à la valeur de $\lambda_{\text{ee}} = 3 \cdot 10^{-7} \text{ s}^{-1}$ obtenue¹² en supposant que le processus de diffusion inélastique est le seul processus d'excitation.

Plus récemment, Bounds et al⁶⁰ ont cherché à exciter $^{235\text{m}}\text{U}$. Une vapeur d'uranium enrichi à 93 % en ^{235}U , était éclairée par un laser UV de forte intensité (10^{14} W/cm^2 et 10^{15} W/cm^2). Une limite supérieure, $\xi < 4.0 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$, de la probabilité d'excitation de l'isomère fut obtenue.

Pour clarifier la situation plusieurs expériences sont actuellement en préparation. L'enjeu est important car ^{235}U est un candidat particulièrement intéressant pour mettre en évidence l'effet NEET. En effet pour des températures de plasma de quelques centaines d'eV, nous montrerons que le processus NEET est le processus dominant devant la photo excitation, la diffusion inélastique ou le processus d'excitation nucléaire par capture électronique qui est le processus inverse de la conversion interne. Avant cela nous donnerons quelques notions sur les plasmas ainsi que sur l'interaction laser-plasma. Puis nous décrirons très brièvement la structure d'un atome plongé dans un plasma chaud et peu dense. Ceci nous permettra de présenter un calcul du taux de transition NEET pour ^{235}U dans le plan densité température. Nous comparerons ces taux à ceux des différents processus intervenant dans l'excitation de $^{235\text{m}}\text{U}$.

Les plasmas formés par laser

Dans ce qui suit nous présentons très brièvement les caractéristiques essentielles des plasmas générés par laser. L'objectif est d'introduire les concepts nécessaires à la suite de ce cours.

- Plasma

Un plasma est un gaz de particules chargées dans lequel l'énergie potentielle d'une particule due à son plus proche voisin est beaucoup plus petite que son énergie cinétique. Plus de 99 % de l'univers connu est sous la forme de plasma. Plusieurs espèces de particules chargées composent un plasma. Dans ce cours nous ne considérerons que les plasmas globalement neutres composés d'électrons et d'une seule espèce d'ions ($m_e \ll m_{ion}$).

Les plasmas se comportent de manière très différente selon que les particules qui le constituent peuvent être considérées comme fortement ou faiblement couplées. La quantité $\Lambda = n_e \lambda_D^3$ permet de quantifier le couplage des particules du plasma. La longueur de Debye est alors définie par la relation :

$$\lambda_D \approx 740 \sqrt{\frac{T(eV)}{n_e(cm^{-3})}} \quad (6.10)$$

Au-delà d'une distance λ_D le potentiel coulombien d'une charge Q n'est plus ressenti par les autres particules. Les plasmas auxquels nous nous intéressons sont très faiblement couplés $\Lambda \gg 1$.

Dans la sphère de rayon λ_D les différentes particules subissent des collisions entre elles. On peut définir une fréquence de collisions pour les électrons, ω_e , et pour les ions ω_i . La fréquence propre d'un plasma est alors définie par :

$$\omega_p(s^{-1}) = (\omega_e^2 + \omega_i^2)^{1/2} \approx 2\pi 9000 \sqrt{n_e(cm^{-3})} \quad (6.11)$$

Cette notion de fréquence propre est importante car une onde transverse, par exemple une onde laser, de fréquence ω se propageant dans un plasma de fréquence propre ω_p vérifiera la relation de dispersion suivante :

$$\omega^2 = \omega_p^2 + k^2 c^2 \quad (6.12)$$

Cette relation traduit la polarisation du milieu. Ainsi dans un tel milieu ω est supérieur à ω_p . Comme la fréquence propre dépend de la densité, au-delà d'une densité, appelée densité de coupure, l'onde électromagnétique ne peut plus se propager.

A coté des phénomènes collisionnels, des modes collectifs d'oscillation peuvent apparaître : ondes acoustiques, ondes de Langmuir (ondes longitudinales). Ces ondes joueront un rôle important dans le cas d'un plasma créé par laser.

INTERACTION LASER PLASMA

La physique des plasmas créés par laser couvre un domaine très étendu en densité et température, et ceci sur une échelle en temps importante. Typiquement les densités de électronique atteintes s'étendent de quelques 10^{17} électrons/cm³ à 10^{26} électrons/cm³, pour des températures allant de 10000 K à quelques 10^7 K. Les longueurs d'onde des lasers les plus couramment utilisées vont de l'infrarouge ($\lambda = 10.6 \mu m$ pour un CO₂) à l'UV ($\lambda = 0.25 \mu m$ pour un KrF). Les principaux paramètres qui caractérisent le rayonnement laser et son

interaction avec une cible solide sont : l'intensité, I en Watt/cm^2 (ou éclairement), la longueur d'onde λ et la durée de l'impulsion laser. Dans le cadre de ce cours :

$$I \approx 10^{11} - 10^{14} \text{ W/cm}^2$$

$$\lambda \approx 0.25 - 10.6 \mu\text{m}$$

$$\Delta t \approx \text{ns}$$

Lorsqu'un faisceau laser interagit avec une cible solide, la matière s'ionise très rapidement, sur un temps très inférieur à la picoseconde, de sorte que l'onde laser se propage dans le plasma qu'elle vient de former. L'origine des premiers électrons est due à un mécanisme multiphotonique⁶¹. L'énergie des photons du laser est toujours inférieure au potentiel d'ionisation de l'atome neutre et, en l'absence de collisions, seule une absorption de plusieurs photons peut créer des ions multichargés.

Le plasma ainsi formé se détend dans le vide perpendiculairement à la cible, générant dans la cible, par réaction, une pression pouvant atteindre plusieurs Megabars. Si on se restreint à une incidence normale, le laser rencontre au cours de sa propagation des densités qui sont croissantes. Lorsque la condition $\omega = \omega_p$ est satisfaite, c'est à dire à la densité critique, la lumière laser est alors réfléchi. L'expression de cette densité critique en fonction de la longueur d'onde laser, λ , est :

$$n_c (\text{cm}^{-3}) = \frac{1.11 \cdot 10^{21}}{\lambda^2 (\mu\text{m})} \quad (6.13)$$

La région $n_e < n_c$, appelée la couronne, est la zone dans laquelle prend place l'interaction de l'onde laser avec le plasma.

Deux types de mécanismes interviennent dans le couplage laser-plasma : un mécanisme individuel dans lequel domine l'absorption collisionnelle et un mécanisme collectif.

- L'absorption collisionnelle

Lorsqu'un électron oscille sous l'action du champ électrique laser, il peut voir cette énergie d'oscillation transformée en énergie cinétique à l'occasion d'une collision avec un ion. L'absorption est dite collisionnelle et l'énergie laser est directement thermalisée par le processus d'absorption. Le processus microscopique responsable de cette absorption est le mécanisme de Bremsstrahlung inverse dans lequel un photon de l'onde laser est absorbé par un électron dans le champ coulombien d'un ion. Comme l'absorption collisionnelle dépend fortement de la densité, elle a lieu principalement au voisinage de la densité critique.

Lorsque l'intensité laser I (Watt/cm^2) augmente, la température électronique croît et la fréquence de collisions ν_{ei} diminue ($\nu_{ei} \propto Z n_e / T_e^{3/2}$) amenant une baisse de l'absorption collisionnelle. Ainsi l'absorption collisionnelle est d'autant moins efficace que l'intensité augmente. Pour des intensités élevées, un mécanisme nouveau apparaît : l'absorption résonante.

- L'absorption résonante

Il s'agit d'un phénomène collectif. Le champ électromagnétique laser excite un ou plusieurs modes de vibrations du plasma. L'onde électromagnétique transverse est alors convertie en une onde de Langmuir (onde longitudinale). La thermalisation de cette énergie n'est pas complète et la création d'électrons hors équilibre est possible. Ce mécanisme collectif ne se produit que sous condition : d'incidence oblique. En effet, dans ce cas la composante du champ électrique parallèle au plan d'incidence peut voir un gradient de densité et ainsi déplacer un ensemble d'électrons d'une zone moins dense à une zone plus dense. Cette composante du champ peut alors exciter de façon résonante une onde de Langmuir. Ainsi pour éviter cette génération d'électrons chauds, le champ électrique de l'onde laser doit avoir une composante parallèle au plan d'incidence nulle. On parle alors de polarisation S.

QUELQUES ORDRES DE GRANDEUR

Quand on dimensionne une expérience il est toujours utile de connaître quelques formules permettant de prédire les ordres de grandeurs des quantités importantes, comme: la température, l'état de charge des ions, la quantité de matière ablatée ou encore la vitesse des ions. Dans le cas de l'interaction directe d'un laser avec une cible, nous avons déjà mentionné que les paramètres pertinents sont l'intensité laser, la longueur d'onde et la durée d'impulsion. Les formules^{62,63} présentées ci-dessous sont à manier avec précaution et ne permettent d'obtenir que l'ordre de grandeur des quantités désirées.

- La température

$$T_e (\text{eV}) = 5.210^{-6} A^{1/5} [\lambda^2 (\mu\text{m}) I (\text{W} / \text{cm}^2)]^{3/5} \quad (6.14)$$

En prenant $A=235$, $\lambda = 1\mu\text{m}$, $I = 10^{12} \text{ W/cm}^2$ on obtient $T_e = 250 \text{ eV}$.

Il s'agit là de la température atteinte par la zone la plus chaude.

- Charge

$$Q = \frac{2}{3} [AT_e]^{1/3}$$

Pour $A = 235$ et $T_e = 250 \text{ eV}$ on a $Q \approx 25^+$

- Vitesse des ions

$$C_s (\text{cm/s}) = 3.10^7 \sqrt{\frac{QT_e (\text{keV})}{A}} \quad (6.15)$$

Pour $A=235$ et $T_e = 0.250 \text{ keV}$ $C_s \approx 0.5 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$

- Quantité de matière éjectée

$$\frac{dm}{dt} (g / s / cm^2) = 1.3810^5 \frac{I(W / cm^2)}{10^{14}} \lambda^{-4/3} \left[\frac{A}{2Q} \right]^{2/3} \quad (6.16)$$

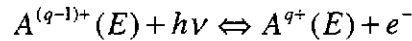
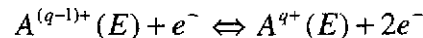
On obtient 10^{17} atomes/ns/mm².

Ces formules montrent que pour un éclairage de quelques 10^{12} W/cm², il est possible d'atteindre des températures qui semblent suffisantes pour peupler l'état à 76.8 eV de l'²³⁵U.

Les quantités de matière mises en jeu sont là aussi suffisante pour concevoir une expérience. Toutefois dans le cas de l'effet NEET, la structure atomique des ions dans le plasma joue un rôle très important et nécessite d'être connue.

Transitions atomiques dans un plasma

Dans les plasmas deux types de mécanismes d'excitation et d'ionisation atomiques ont lieu : les processus **collisionnels** et **radiatifs**. Ceux-ci sont schématisés par les équations suivantes :



où $A^{q+}(E)$ est le nombre d'ions A, ionisé q fois, à l'énergie E. La double flèche \Leftrightarrow symbolise un processus et son inverse.

Dans le cadre du modèle **collisionnel-radiatif**⁶⁴, il faut résoudre, en toute généralité, le système d'équations couplées suivant :

$$\frac{dA_i^q}{dt} = \sum_{q'} \sum_j A_j^{q'} \alpha_{(q',j) \rightarrow (q,i)} - A_i^q \sum_{q''} \sum_k \beta_{(q,i) \rightarrow (q'',k)}$$

A_i^{q+} est le nombre d'ions A, ionisé q fois, dans l'état i. α et β représentent, respectivement, le taux de peuplement et le taux de dépeuplement. La résolution de ces équations est en général impossible à calculer compte tenu du nombre considérable de niveaux et d'états de charge mis en cause. On a alors recours à des modèles décrivant des états d'équilibre tels que l'équilibre thermodynamique local (ETL) et l'équilibre coronal (EC).

i L'Équilibre Thermodynamique Local

L'ETL est l'équilibre atteint dans des régions de haute densité où l'on suppose que les processus collisionnels sont suffisamment nombreux pour assurer une thermalisation du système sans avoir recours aux processus radiatifs. La distribution obéit à la statistique de Saha-Boltzmann⁶⁵ : et les distributions de charge peuvent alors être obtenues à partir de l'équation de Saha définie chapitre 1. La statistique de Saha-Boltzmann est particulièrement

utile pour évaluer les taux de transition d'un processus. Dans un plasma créé par laser l'équilibre thermodynamique local se rencontre à l'arrière de la zone définie par la densité critique.

ii L'Equilibre Coronal

L'équilibre coronal s'obtient dans des conditions opposées à celles rencontrées à l'ETL. Pour de très faibles densités le processus de recombinaison collisionnelle, proportionnel à n_e^2 , devient négligeable devant le processus de recombinaison radiative. Dans le cadre de ce modèle on suppose négligeable le nombre d'états excités et la population des niveaux fondamentaux est simplement régie par l'ionisation collisionnelle associée à la recombinaison radiative. Cet équilibre intervient à l'extrémité de la couronne du plasma qui se détend.

iii L'Equilibre Collisionnel-Radiatif

Pour des densités intermédiaires, on a alors recours à l'équilibre collisionnel-radiatif. Afin de pouvoir effectuer les calculs des différentes populations, on découple le calcul des populations des niveaux excités, des niveaux fondamentaux. Les populations des niveaux excités sont alors calculées de façon stationnaire tandis que les populations des niveaux fondamentaux sont obtenues en résolvant les équations d'évolution. Pour des durées d'interaction laser plasma supérieures à la picoseconde cette approximation est justifiée car le système a le temps d'atteindre cet équilibre.

iv Effet de température

Lorsqu'un atome est partiellement épluché de ses électrons et devient un ion de charge q^+ , un grand nombre de configurations est alors accessibles. Les électrons se répartissent sur les différentes couches ouvertes, l'état fondamental ayant l'énergie la plus basse. L'énergie d'une transition électronique dépend alors fortement des configurations initiale et finale de l'atome qui subit cette transition, c'est à dire de la répartition des électrons sur les différentes couches accessibles. Dans un plasma les taux de transitions entre les différentes configurations vont être considérablement accélérés par différents effets : l'effet Stark et les collisions électroniques. Dans le cas d'une transition NEET, la transition électronique et la transition nucléaire ont lieu dans le même référentiel, l'effet Doppler n'est donc pas à prendre en compte. La présence d'autres ions et électrons libres dans le plasma a pour effet de produire un champ électrique et conduit à un élargissement des niveaux d'un ion : c'est l'effet Stark. A titre d'exemple pour une densité de plasma d'uranium de 0.01 g/cm^3 et une température de 70 eV, l'effet Stark induit une largeur de 3 meV pour une raie voisine de 76.8 eV, par exemple la transition $6p_{1/2} \rightarrow 5d_{5/2}$. Cependant cet élargissement est négligeable devant l'élargissement du aux collisions électroniques qui, dans les mêmes conditions, est de l'ordre de 1 eV. Ainsi cet élargissement des raies va permettre d'obtenir une condition de résonance plus favorable à l'effet NEET.

Calculs du taux de transitions NEET dans un plasma d'uranium

Les calculs du taux d'excitation NEET dans un plasma nécessitent une description fine de la structure atomique. Plusieurs voies sont alors possibles. La première consiste à traiter

le plus correctement possible les configurations électroniques qui participent à l'effet NEET. Cela nécessite une approche dans laquelle on traite le mélange de configurations, par exemple de type MCDF⁶⁶ (Multi Configuration Dirac Fock). Un calcul de ce type est présenté référence¹². Les auteurs déterminent les distributions des charges ioniques, $P^{q,i}(n_e, T)$, pour une température et une densité données, à l'aide du modèle collisionnel-radiatif. Le taux de transition NEET est alors calculé par la formule :

$$\lambda_{\text{NEET}} = \sum_q \sum_{\text{if}} P^{q,i}(n_e, T) \lambda_A^{q,\text{if}}(n_e, T) P_{\text{NEET}}^{q,i} \quad (6.17)$$

$\lambda_A^{q,\text{if}}$ est le taux de transition électronique des transitions participant à l'effet NEET. $P_{\text{NEET}}^{q,i}$ est donnée par l'équation (6.1).

Compte tenu des incertitudes sur le calcul de l'énergie des transitions, le taux NEET a été estimé à respectivement, $10^{-9} \text{ s}^{-1} < \lambda_{\text{NEET}} < 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ et $10^{-6} \text{ s}^{-1} < \lambda_{\text{NEET}} < 10^{-1} \text{ s}^{-1}$ pour $T = 20 \text{ eV}$ et 100 eV . Toutefois cette approche ne peut traiter la multitude de configurations intervenant dans un plasma et la nature statistique du spectre des transitions qui en résulte, n'est pas prise en compte. Le traitement du très grand nombre de configurations ne peut être fait qu'au prix d'une simplification du modèle de physique atomique.

Pour tenir compte de la nature statistique du spectre des transitions dans les plasmas un des modèles de structure électronique utilisé est celui de l'atome moyen proposé par B.Rozsnyai⁶⁷.

Un calcul de ce type a été effectué par Pierre Dallot et est présenté référence⁶⁸. Dans ce schéma on considère que les configurations d'un seul atome moyen représentent en moyenne les différentes configurations des atomes présents dans le plasma. Cet atome moyen est placé dans une sphère de volume $V = M/(N_0 d)$ avec M la masse molaire de l'élément, N_0 le nombre d'Avogadro et d la densité.

Les fonctions d'ondes relativistes des différentes orbitales, le potentiel chimique et le potentiel électronique moyen sont alors calculés de façon cohérente à la température T et à la densité de matière d . L'approximation de Thomas-Fermi est utilisée pour décrire le continuum et le calcul suppose l'équilibre thermodynamique. Les fonctions d'onde électronique sont utilisées pour construire les états électroniques sous forme de déterminant de Slater. Les déterminants sont alors regroupés par configuration, une configuration étant caractérisée par un ensemble de nombres non entiers d'occupation de couches de l'atome moyen.

$$N_k^* = \frac{f(\epsilon_k)}{1 + \frac{(\epsilon_k - \mu)}{kT}} \quad (6.18)$$

Où ϵ_k et μ sont respectivement l'énergie d'un électron sur la couche k et le potentiel chimique.

Une configuration réelle est alors définie par un ensemble de nombres entiers, $C_k = \{N_1, \dots, N_k, \dots\}$. Elle possède une dégénérescence égale à $\prod_k C_{\Omega_k}^{N_k}$ où $\Omega_k = 2j_k + 1$ est la dégénérescence de la couche k . L'énergie moyenne d'une configuration est alors prise comme la moyenne des énergies des déterminants de Slater qui forment cette configuration :

$$E(C) = \sum_k U_k N_k + \frac{1}{2} \sum_{kk'} V_{kk'} N_k (N_{k'} - \delta_{kk'})$$

U_k contient l'énergie cinétique et l'énergie d'interaction noyau électron, moyennée dans la couche k .

$V_{kk'}$ contient l'interaction coulombienne directe et d'échange moyenne entre un électron de la couche k et un électron de la couche k' .

Considérons une transition NEET $|\Psi\alpha\rangle \rightarrow |\Phi\beta\rangle$ où Ψ, Φ sont les fonctions d'ondes de tous les électrons (c'est-à-dire les déterminants de Slater) et β, α sont les états nucléaires respectivement excité et fondamental. La probabilité de cette transition par unité de temps est donnée par la règle d'or de Fermi :

$$\lambda_{\Psi\Phi} = \frac{2\pi}{h} \overline{|\langle \Phi\beta | W | \Psi\alpha \rangle|^2} \rho(E_\Phi + E_\Psi = E_\alpha + E_\beta)$$

La densité d'états $\rho(E_\Phi + E_\Psi = E_\alpha + E_\beta)$ est obtenue à partir des différentes causes d'élargissement (naturel, collisionnel, effet Stark).

Le taux de transition NEET est alors obtenu en sommant la dernière expression sur les états finals avec un poids égal à un, et sur les états initiaux en utilisant la statistique de Boltzmann. L'approximation qui est faite consiste alors à sommer sur les configurations plutôt que sur les états. Dans la formule suivante, le taux NEET total est exprimé comme la valeur prise à l'énergie $E_\beta - E_\alpha$ par la fonction p de l'énergie de la transition :

$$\lambda = p(E_\beta - E_\alpha)$$

$$p(h\nu) = \frac{2\pi}{hZ} \sum_{\{N_k\}} \overline{|\langle f\beta | W | i\alpha \rangle|^2} \sum_{\{N_k\}} \frac{N_i (\Omega_f - N_f)}{\Omega_i \Omega_f} \prod_{k=1}^N C_{\Omega_k}^{N_k} e^{-\beta \left(\sum_k \varepsilon_k N_k + \frac{1}{2} \sum_{kk'} V_{kk'} N_k (N_{k'} - \delta_{kk'}) \right)} f(h\nu - h\nu(\{N_k\}))$$

Dans cette expression Z est le facteur de normalisation de la probabilité, $h\nu(\{N_k\})$ est l'énergie libérée par la transition électronique, et la fonction f est la forme de raie déduite des causes d'élargissement continu. Pour une transition E3, cas de ^{235}U , l'élément de matrice est donné par⁶⁸ :

$$\overline{|\langle f\beta | W | i\alpha \rangle|^2} = \frac{4\pi}{14} \left(\frac{c^2 R_0^3}{a_0^4} \right) (2l_i + 1)(2l_f + 1) \begin{pmatrix} l_f & 3 & l_i \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} 3 & l_f & l_i \\ 1 & j_f & j_i \\ 2 & j_i & j_f \end{Bmatrix}^2$$

$$|\langle n_f l_f j_f | r^{-4} | n_i l_i j_i \rangle|^2 |\langle i\alpha || E3 || f\beta \rangle|^2$$

La variation en r^{-4} de l'élément de matrice atomique, ($r^{-(l+1)}$, avec l la multipolarité de la transition) fait que le calcul va faire dépendre fortement des valeurs de la fonction d'onde au

voisinage du noyau. Ceci rend un calcul relativiste nécessaire. L'élément de matrice nucléaire peut être facilement déduit du coefficient de conversion interne du niveau, calculé, et de la durée de vie de l'état. Il vaut.

$$|\langle \alpha \| E3 \| \beta \rangle|^2 \approx 2.5 \cdot 10^{-4}$$

Les taux de transition NEET pour l'excitation du premier niveau de ^{235}U , obtenus pour différentes températures et densités sont donnés sur la figure 17. L'énergie de la transition nucléaire est connue à 0.5 eV près. Or le spectre des transitions électroniques présente parfois des fluctuations qui peuvent être d'un ordre de grandeur sur cet intervalle. Même si on admet que le calcul des transitions électroniques est exact, on ne peut calculer le taux NEET qu'à l'incertitude de la fluctuation du spectre près. Ainsi les valeurs du taux NEET présentées sont moyennées sur l'intervalle d'incertitude [76.3,77.3].

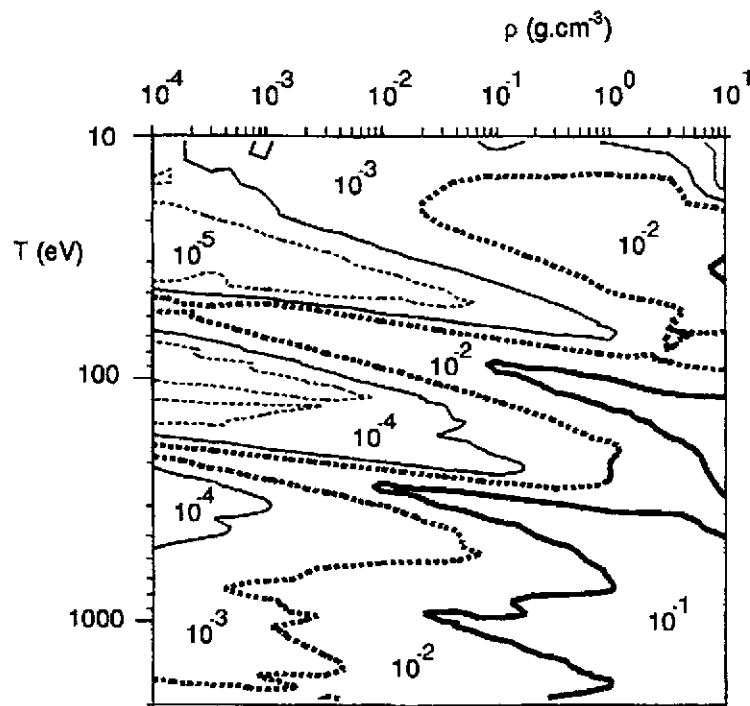


Figure 17

Courbes de niveaux du taux de transition λ_{NEET} de ^{235}U

Sur ce plan, figure 17, nous pouvons localiser les zones à l'intérieur desquelles des taux élevés sont atteints. Comme le taux dépend moins de la densité que de la température, on détermine trois domaines températures intéressantes. La première entre 60 et 80 eV correspondant au passage de la transition ($6d_{5/2} \rightarrow 6p_{1/2}$) à la résonance. La seconde entre 200 et 300 eV correspond à la transition ($6d_{5/2} \rightarrow 6p_{3/2}$). Enfin la troisième, à une plus basse température, 15 eV, correspond à la transition ($6d_{1/2} \rightarrow 5d_{5/2}$).

Nous pouvons comparer les valeurs calculées aux résultats expérimentaux présentés plus haut. Dans la première expérience⁵⁷ le taux NEET obtenu était de 2 s^{-1} pour une densité et une température estimées respectivement à environ $10^{-4} \text{ g/cm}^{-3}$ et 100 eV. Cette valeur est bien supérieure aux taux NEET évalués et qui correspond à quelques 10^{-4} s^{-1} . Le calcul est en

accord, cette fois, avec l'expérience de l'équipe russe⁵⁸ qui dans les mêmes conditions trouve un taux inférieur à 10^{-3} s^{-1} . Dans le cas du plasma formé par un faisceau d'électrons⁵⁸ la température obtenue était de 20 eV pour une densité matière de $1.610^{-3} \text{ g/cm}^3$. Si l'on soustrait du taux de transition obtenu, le taux d'excitation par diffusion inélastique d'électrons, on obtient un taux NEET de l'ordre de quelques 10^{-5} s^{-1} . Ce taux est à comparer à la valeur de $3.8 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ calculée. Il faut remarquer que dans cette zone le taux d'excitation varie très violemment avec la température puisqu'à 25 eV on obtient $3.2 \cdot 10^{-5} \text{ s}^{-1}$.

Ces calculs montrent une très grande sensibilité du taux NEET à la température du plasma. Trois zones sont particulièrement favorables à l'effet NEET. Elles correspondent au passage, dans la fenêtre d'énergie que le noyau peut accepter, des transitions électroniques ($6d_{5/2} \rightarrow 6p_{1/2}$), ($6d_{5/2} \rightarrow 6p_{3/2}$), ($6d_{1/2} \rightarrow 5d_{5/2}$). Pour des densités supérieures à 10^{-2} g/cm^3 et pour certaines température du plasma, le taux de transition NEET est au moins égal à 10^{-1} s^{-1} . Cette valeur est 10^3 fois plus grande que le taux de décroissance de l'isomère !

Dans les plasmas formés par laser, les photons du laser peuvent réduire le désaccord entre la transition nucléaire et les différentes transitions atomiques. Il s'agit là d'une variante de l'effet NEET⁶⁹.

Cette valeur du taux NEET doit être comparée aux taux de transitions des différents mécanismes pouvant mener à l'excitation de l'isomère. Rappelons que les processus possibles sont : la photoexcitation, la diffusion inélastique d'électrons et la capture d'électrons qui est le processus inverse de la conversion interne appelé IIEC (Inverse Internal Electron Conversion) ou NEEC (Nuclear Excitation by Electron Capture). Une estimation de ces mécanismes a été faite référence (12). La largeur radiative du niveau isomérique de l' ^{235}U est extrêmement faible. En supposant une distribution des électrons maxwellienne à la température de 100 eV, les auteurs obtiennent un taux de transition pour la photoexcitation inférieur à 10^{-17} s^{-1} . A cette même température, le taux de transition pour la diffusion inélastique a été estimé à environ 10^{-16} s^{-1} . Dans le cas du NEEC, les auteurs estiment le taux de transition à une valeur inférieure à 10^{-10} s^{-1} pour des températures supérieure à 10 eV.

Nous voyons que dans un plasma d'uranium, pour des températures de quelques centaines d'eV, le processus NEET est le processus dominant. Ainsi l'observation de l'excitation du premier niveau de l' ^{235}U dans un plasma serait une mise en évidence de l'effet NEET.

Afin de dimensionner une expérience, il faut pouvoir estimer le nombre d'isomères créés en fonction de l'intensité laser. Les taux NEET présentés sont calculés à une température et une densité données. Or dans une interaction directe entre le laser et un solide, le plasma formé va parcourir un chemin thermodynamique dans le plan densité température. Il faut alors intégrer le nombre d'isomères créés tout le long du parcours thermodynamique.

Hydrodynamique : cas d'un plasma d' ^{235}U

Un calcul hydrodynamique complet est nécessaire si l'on veut optimiser au mieux les conditions expérimentales dans une expérience laser.

Les calculs présentés ici ont été effectués à l'aide du code CHIVAS⁷⁰. Il s'agit d'un code hydrodynamique lagrangien, monodimensionnel, en géométrie plane, cylindrique ou sphérique. La cible est divisé en mailles. L'absorption laser se fait par Bremsstrahlung inverse le long du parcours de l'onde laser et par absorption résonnante à la densité critique. Cette

dernière est modélisée par un dépôt d'énergie local d'une fraction ajustable de l'énergie laser disponible, ici 10 %. Le code CHIVAS permet de prendre en compte les effets de la dimension latérale de la tache focale laser. Ceci permet de modéliser les effets de la détente latérale du plasma et de la diffusion latérale de la chaleur vers la partie de la cible non irradiée. La physique atomique HETL (Hors Equilibre Thermodynamique Locale), présente dans le code, est de type atome moyen hydrogénique écranté. Cela signifie que pour chaque maille du calcul un seul degré d'ionisation existe.

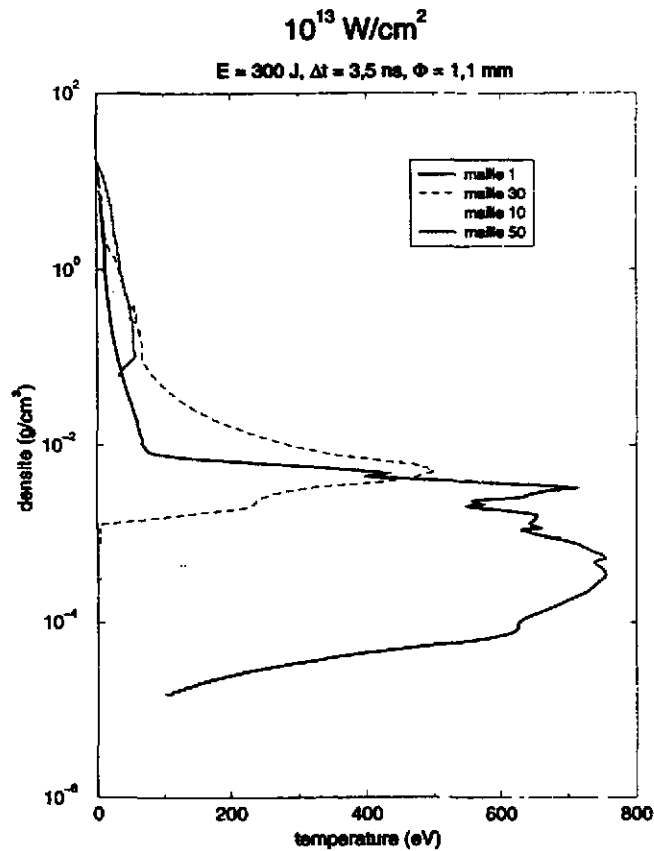


Figure 18

Calcul hydrodynamique pour un plasma d'uranium à 10^{13} W/cm^2 .

La figure 18 présente un calcul hydrodynamique effectué à 10^{13} W/cm^2 . L'énergie laser est de 300 Joules et la durée de l'impulsion de 3.5 ns pour une tache focale de 1.1 mm de diamètre. Cette figure représente le chemin thermodynamique de différentes mailles. La maille 1 est la première maille à se détendre, sa densité toujours très faible fait qu'elle est presque toujours à l'équilibre coronal. Le calcul montre que cette maille atteint des températures très élevées ($T_e^{\text{max}} \approx 750 \text{ eV}$). A l'opposé la maille 50 est faiblement détendue et sa température reste modérée par rapport aux autres mailles. Cette maille est toujours à des densités inférieures à la densité critique et n'est pas chauffée directement par le laser mais par conduction essentiellement électronique. La maille 30 est intermédiaire entre ces deux extrêmes.

Afin d'estimer le nombre d'isomères produits dans ces conditions, un couplage entre le code CHIVAS et les taux d'excitation NEET a été fait⁷¹. Toutefois les taux NEET calculés le sont à l'ETL et les effets HETL sont de nature multiple dans un plasma en détente. Dans ce cas les populations moyennes des couches sont affectées. Pour corriger cela les taux sont alors modifiés en les multipliant par le rapport :

$$\frac{n_i^{HETL} [\Omega_f - n_f^{HETL}]}{n_i^{ETL} [\Omega_f - n_f^{ETL}]} \quad \Omega_f \text{ étant la dégénérescence de la couche } f$$

où i correspond à la couche $n=6$, et f à $n=5$ ou $n=6$, selon la transition. Or on constate que lorsque ce rapport est très différent de un, la couche finale reste toujours très peu peuplée. Cette approximation, très grossière, se ramène donc à calculer le rapport des populations de la couche initiale dans le cas ETL et HETL. Ces deux informations sont calculées par le code de physique atomique utilisée par CHIVAS et donc disponibles à chaque itération.

Le tableau suivant présente les résultats⁷² obtenus pour différents éclairagements : 10^{11} , 10^{12} , 10^{13} , 10^{14}W/cm^2 . L'impulsion est de forme trapézoïdale et de durée 3.5 ns à mi hauteur. La surface éclairée par le laser est dans tous les cas de diamètre 1.1 mm. La première colonne représente l'intensité laser, la seconde colonne la condition sur la température lors du calcul du nombre d'isomères créés, la troisième colonne le nombre d'isomères créés dans des conditions proches de l'ETL (c'est-à-dire si $\frac{n_i^{HETL} - n_i^{ETL}}{n_i^{HETL}} \leq 0.1$) et la dernière colonne représente le nombre total d'isomères créés. Les deux dernières colonnes ne doivent pas être très différentes sinon le nombre total d'isomères n'a plus de sens.

TABLEAU 7

	Température (eV)	Nombre d'isomères créés à ETL	• Nombre d'isomères
10^{11}W/cm^2 Nombre d' ^{235}U : $8.2 \cdot 10^{15}$	> 10 eV	$1.96 \cdot 10^4$	$2.04 \cdot 10^4$
	> 20 eV	$3.01 \cdot 10^3$	$3.43 \cdot 10^3$
	> 30 eV	4	8
10^{12}W/cm^2 Nombre d' ^{235}U : $2.4 \cdot 10^{16}$	> 10 eV	$3.4 \cdot 10^5$	$3.5 \cdot 10^5$
	> 20 eV	$9.7 \cdot 10^4$	$1.03 \cdot 10^5$
	> 30 eV	$8.4 \cdot 10^3$	$1.43 \cdot 10^4$
10^{13}W/cm^2 Nombre d' ^{235}U : $2.7 \cdot 10^{16}$	> 10 eV	$1.91 \cdot 10^6$	$1.96 \cdot 10^6$
	> 20 eV	$1.14 \cdot 10^6$	$1.16 \cdot 10^6$
	> 30 eV	$1.72 \cdot 10^5$	$1.94 \cdot 10^5$
10^{14}W/cm^2 Nombre d' ^{235}U : $4.9 \cdot 10^{16}$	> 10 eV	$9.7 \cdot 10^6$	$1.0 \cdot 10^7$
	> 20 eV	$7.8 \cdot 10^6$	$8.1 \cdot 10^6$
	> 30 eV	$7.1 \cdot 10^6$	$7.4 \cdot 10^6$

Discussion des résultats

Nous observons sur le tableau ci dessus que le nombre d'isomères créés croit en fonction de l'intensité laser. Ceci traduit tout d'abord l'augmentation du volume du plasma, visible sur le nombre d' ^{235}U indiqué colonne 1. Cependant cet effet est faible et ne peut expliquer les

différences observées. Celles-ci sont dues à l'augmentation de la température. En effet, lorsque l'intensité laser augmente, la température croît et l'on atteint des régions plus favorables à l'effet NEET.

On peut voir sur le tableau que le nombre d'isomères créés dans des conditions proches de l'ETL est toujours très voisin du nombre total d'isomères produits. Ainsi la plus grande partie des isomères sont créés à l'ETL. Comme nous l'avons vu précédemment, une telle région est située derrière la zone chauffée directement par l'onde laser, dans une région de relativement haute densité, chauffée par conduction.

La dernière remarque que l'on peut faire concerne la variation du nombre d'isomères en fonction de la température. Nous voyons que plus l'intensité laser augmente plus les isomères sont créés à haute température. A 10^{14}W/cm^2 , la zone à l'ETL atteint des températures de l'ordre de 70 eV où la transition $6d_{5/2} \rightarrow 6p_{1/2}$ est résonante.

Ces calculs montrent que le concept d'excitation du noyau dans un plasma, par modification de l'environnement électronique, est possible.

Des expériences sur l' ^{235}U sont en cours de réalisation dans différents laboratoires : au Centre d'Etude de Limeil-Valenton (CEA), auprès du laser de puissance PHEBUS, et au Centre d'Etude Nucléaire de Bordeaux Gradignan (CENBG), à l'aide d'un laser YaG, pulsé à 10 Hertz.

Dans ces deux expériences une onde laser de $1,06 \mu\text{m}$ de longueur d'onde vient frapper une cible d'uranium enrichi à 93 % en ^{235}U , avec une incidence de 45 degrés. Un collecteur situé en face de la cible recueille le plasma. Le collecteur est alors présenté devant un détecteur d'électrons de faible énergie. C'est par la mesure de ces électrons, ou plus exactement par la mesure de leur distribution en temps, qu'il est possible de signer la formation de l'état isomérique. Dans l'expérience PHEBUS⁷³, les intensités laser atteintes étaient de 10^{12}W/cm^2 et 10^{13}W/cm^2 pour une énergie de 300 Joules et des durées d'impulsion de 3.5 ns. Les premiers tirs, préliminaires, avec le laser YAG ont été faits à quelques 10^{11}W/cm^2 pour une énergie laser de 300 mJ.

Dans ces deux expériences, le niveau de bruit ne permet pas de mettre en évidence l'excitation du niveau isomérique. Les origines du bruit proviennent de la radioactivité alpha et d'une émission électronique appelée émission exo-électronique. Cette dernière a une origine mal comprise et est particulièrement gênante car elle se manifeste par l'émission d'électrons de faibles énergies ayant une composante en temps de quelques minutes à plusieurs heures. Cette émission d'exo électrons pourrait être responsable du signal observé par l'équipe Japonaise⁵⁷. Récemment des progrès notables ont été réalisés, au CENBG⁷⁴, en irradiant à faible puissance, la surface du collecteur avant les tirs laser. Des expériences, prévues avec le laser YAG, et avec des sources laser permettent des éclaircissements supérieurs à 10^{14}W/cm^2 , sont en cours de préparation.

VII - CONCLUSION

Nous avons montré que dans les systèmes atomiques très ionisés les modes de désexcitation du noyau peuvent se trouver très perturbés. Certaines voies de désexcitation du noyau, interdites ou peu probables dans les atomes neutres, peuvent devenir prépondérantes dans des ions très chargés. C'est le cas de la décroissance β liée ou de la conversion interne entre des états atomiques liés. Il en résulte que pour certains systèmes, la période de

décroissance d'un état nucléaire, peut varier dans de très grandes proportions en fonction de l'état de charge de l'ion et de la configuration des électrons liés. Pour un isotope donné dans deux états de charges voisins, $T_{1/2}$ peut avoir une valeur plus grande ou plus petite que celle dans l'atome neutre comme nous l'avons montré pour le premier état excité du ^{125}Te entre les états de charge $Q = 44$ et $Q = 47$. La prise en considération des perturbations apportées au couplage entre le noyau et le cortège électronique est nécessaire pour décrire l'évolution des systèmes dans lesquels la matière est principalement sous forme de plasmas (milieu stellaire, plasmas créés par lasers).

Les modifications de l'environnement atomique peuvent également influencer sur les taux d'excitation nucléaire. Nous avons présenté une revue des différentes expériences entreprises pour mettre en évidence le phénomène de NEET. Nous avons particulièrement développé les possibilités offertes par l'excitation du niveau à 76 eV dans ^{235}U . D'autres candidats sont possibles, tels que le ^{191}Hg , ^{205}Pb ou le ^{181}Ta . Cependant dans ces noyaux la transition intéressante est de quelques keV et il faut alors favoriser la distribution hors équilibre des électrons pour espérer exciter ces états. Ceci peut être fait auprès d'installation de très forte puissance comme les sources femtoseconde, Petawatts. La population d'états isomériques nucléaires à l'aide de lasers, outre son intérêt fondamental pour montrer l'existence du NEET, couplée à des manipulations de la période de décroissance en fonction de l'état de charge, peut avoir des développements intéressants dans des applications de stockage de l'énergie ou le développement de lasers gamma.

REFERENCES

- [1] L. Armstrong dans Topics in Current Physics, Vol. 5, page 69, Structure and collisions in ions and atoms, édité par I.A. Sellin, Springer-Verlag (1978)
- [2] H.A. Bethe et E. Salpeter, Quantum mechanics of one or two electrons atoms, Springer-Verlag, page 250
- [3] S.I. Salem and L.E. Lee, Atomic Data and Nuclear Data Tables 18, 233 (1976)
- [4] W.E. Meyerhof and J.F. Chemin, Advances In Atomic And Molecular Physics, 20, 173, (1984)
- [5] R. Anholt, Phys. Lett. B 88B 262 (1979)
- [6] L. Landau et E. Lifchitz, Mécanique Quantique 2^{ème} édition, édition MIR, Moscou (1967)
- [7] J.M. Hansteen, O.M. Johansen, L. Kocbach, Atomic Data and Nucl. Data tables 15, 305, (1975)
- [8] W.E. Meyerhof and K. Taulberg, Ann. Rev. Nucl. Sci. 27, 279, (1979)
- [9] R. Anholt, Atomic Inner-Shell Processes, édité par B. Craseman, Plenum Press, New York (1985)
- [10] Dr. Belkic, R. Gayet, A. Salin, Phys. Rep. 56, 279 (1979)
- [11] J.P. Rozet, A. Chetioui, P. Piquemal, D. Vernhet, K. Wohrer, C. Stephan, L. Tassan-Got, - J. Phys. B 22, 33 (1989)
- [12] M. Harston and J.F. Chemin, Phys. Rev. C59, 2462 (1999)
- [13] K. Takahashi and K. Yokoi, Atomic and Nucl. Data tables 36, 375 (1987)
- [14] K. Takahashi and K. Yokoi, Nucl. Phys. A404, 578 (1983)
- [15] J.N. Bahcall, Astrophys. J. 139, 318 (1964)
- [16] H. Irnich et al, Phys. Rev. Lett. 75, 4182 (1995)
- [17] D'après F. Bosch – GSI – Nachrichten (1988)
- [18] R. Daudel, M. Jean, M. Lecoin, J. de Physique et le radium 8, 238 (1947)
- [19] M. Jung et al, Phys. Rev. Lett. 69, 2164 (1992)
- [20] H.C. Pauli, K. Alder, R.M. Steffen – “The theory of Internal Conversion dans The Electromagnetic Interaction In Nuclear Spectroscopy”, page 341, édité par W. O. Hamilton, North Holland (1975)
- [21] G.T. Ewan and R.L. Graham, “Internal Conversion Studies at very high resolution” dans α , β and γ ray spectroscopy, page 951, édité par K. Siegbahn – North Holland
- [22] M. Harston, Communication privée
- [23] M. Ulrickson et al, Phys. Rev. C9, 326 (1974)
- [24] W.E. Phillips et al, Phys. Rev. Lett. 62, 1025 (1989) – Phys. Rev. A 47, 3682 (1993)
- [25] Chandler et al, Phys. Rev. C54, R.C. 2924 (1997)
- [26] V. Brabec et al, Z. Phys. A 306, 347 (1982)
- [27] F. Attallah et al, Phys. Rev. Lett. 75, 1715 (1995) ; Phys. Rev. C 55, 16665 (1997)
- [28] F. Attallah, Thèse Université Bordeaux 1 (1994)
- [29] F.F. Karpeshin et al, Phys. Rev. C 53, 1640 (1996)
- [30] M.R. Harston, Communication privée
- [31] T. Carreyre et al, Thèse Université de Bordeaux 1 (2000), à paraître Phys. Rev. C
- [32] M.R. Harston et al, à paraître
- [33] V.I. Goldanskii et al, Sov. J. Nucl. Phys. 33, 2 (1981)
- [34] M. Morita, Prog. Theor. Phys. 49 (1973) 1574

- [35] K. Pisk et al, Nucl. Phys. A504 ,103 (1989)
- [36] A. Ljubicic et al, Phys. Lett B 272, 1 (1991)
- [37] H. Yukun et al, High Energy, Phys. Nucl. Phys. 16, 321, (1991)
- [38] Y. Ho et al, Phys. Rev. C44, 1910 (1991)
- [39] Y. Ho et al, Phys. Rev. C48, 2277 (1993)
- [40] D.P. Grechukhin and A.A. Soldatov, Institute of Atomic Energy report IAE-2706 (Moscow,1976)
- [41] E.V. Tkalya, Nucl., Phys. A539, 209 (1992)
- [42] C. Cohen-Tannoudji, F.Laloé,B.Diu, Mécanique Quantique, Enseignement des Sciences 1977
- [43] E.V., Tkalya, Sov. Phys. JETP 75(2) (1992) 200
- [44] Nucl. Data Sheets 34 (1981) 101
- [45] H. Fujioka, K. Ura, A. Shinoara, T. Saito and K. Otozai, Z. Phys. A315 (1984) 121
- [46] Nucl. Data Sheets 49 (1986) 181
- [47] T. Saito et al, Phys.Lett. 92B (1980) 293
- [48] Nucl. Data Sheets 59 (1990) 869
- [49] K. Otozai et al, Progr. Theor. Phys. 50, 1771 (1973)
- [50] K. Otozai et al, Nucl. Phys. A297, 97, (1978)
- [51] T. Saito et al. J. Inorg, Nucl. Chem. 43, 1963, (1981)
- [52] L. Lakosi et al. Nucl. Sc. Re. Conf. (1987)
- [53] A. Shinoara et al, Nucl. Phys. A472, 151, (1987)
- [54] L. Lakosi et al, Phys. Rev. C52,1510 (1995)
- [55] T. Sato et al, Prog. Theor. Phys. 89 (1993)
- [56] Band and Trzhaskovskaya, Atomic and Nuclear Data Tables, (55):43,1993
- [57] Y. Izawa et al, Phys. Lett. 88B,59 (1979)
- [58] R.V. Arutyunyan et al, Sov. J. Nucl. Phys.53, 23 (1991)
- [60] J.A. Bounnds and P. Dyer, Phys.Rev. C46, 852 (1992)
- [61] P. Agostini et al, Phys. Rev. Lett. 42, 1127 (1979)
- [62] R. Dautray et J.P. Watteau, La fusion thermonucléaire inertielle par laser Partie 1, Volume 1, Collection du Commissariat à l'énergie atomique
- [63] D. Colombant et al, J. Appl. Phys. Vol 44, 3524 (1973)
- [64] R. Dautray et J.P. Watteau, La fusion thermonucléaire inertielle par laser Partie 1, Volume 2, Collection du Commissariat à l'énergie atomique
- [65] Y. Zeldovich et al, Physics of Shocks Waves and High Temperature Hydrodynamic Phenomena (Academic Press NY, 1966)
- [66] J. Descaux, Comp. Phys. Comm. 9, 31-45 (1975)
- [67] B.F. Rozsnyai, Phys. Rev. A, 5(3) 1137 (1972)
- [68] P. Dallot et V. Méot, "Calcul du taux NEET dans un plasma"/DIF/DPTA/SMC DO/98 1998
- [69] S. Typel and C. Leclerq-William, Phys. Rev. A53, 2547 (1996)
- [70] A. Decoster , L. Bonnet et S. Jacquemot, Communication privée
- [71] Th.Jalinaud, Communication privée
- [72] C. Camus,Thèse Université de Bordeaux 1, à paraître
- [73] V. Méot et al, à paraître
- [74] J. F. Chemin, Communication privée

**MESURES DES PROPRIETES STATIQUES ET DYNAMIQUES DES NOYEAUX :
UTILISATION DE CHAMP MAGNETIQUE**

GERDA NEYENS

*University of Leuven
Instituut voor Kern- en Stralingsfysica
Celestijnenlaan 200 D
B-3001 Leuven
Belgium*

RESUME

Dans ce cours, on donne d'abord les principes de base pour mesurer les moments statiques dipolaire et quadripolaire des états nucléaires ayant un temps de vie de moins d'une seconde. Les interactions utilisées pour ces mesures, sont l'interaction du spin du noyau avec un champ magnétique et avec un gradient de champ électrique induit par un cristal dans lequel les noyaux sont implantés. Les principes des mesures sont identiques pour les états fondamentaux et isomériques. Dans un deuxième cours, on donne une description formelle du principe de la mécanique quantique sur lequel une famille de ces techniques expérimentales est basée : le principe de mélange des niveaux nucléaires. Pendant les 10 dernières années, plusieurs techniques ont été développées basées sur ce principe, chacune avec sa propre région d'application.

ABSTRACT

In this course we give first some basic principles for measuring the static magnetic dipole and electric quadrupole moments of short-lived nuclear states using magnetic fields and electric field gradients in crystals. The principles are similar for isomeric states and ground states. The upper lifetime limit of the nuclear states that can be investigated using these experimental techniques is of the order of a second. In a second lecture, we will give a more formal description of the quantum mechanical principle which is behind one family of techniques: the nuclear level mixing principle. Based on this principle, various experimental techniques have been developed over the last 10 years, each having its own regions of applicability. Some examples will be given.

I. INTRODUCTION

Why measure nuclear moments?

To understand the structure of nuclei, one can measure several parameters. The most obvious and first parameters to measure are the nuclear decay schemes, excited level schemes, lifetimes, and masses. With this information, one can find out already a lot about the structure of the nucleus. If the excited levels follow a rotational band it means that the nucleus is deformed and the level spacing gives a measure for the amount of deformation. Other nuclei near closed shells have the typical level scheme in which the pairing interaction becomes visible. One can try to reproduce the level scheme using large-scale shell model calculations. Comparison of model calculations to experimental results can reveal information on pairing interactions, proton-neutron interaction, etc. However, to get a clear insight into the single particle structure or the collective nature of nuclear states, static nuclear moments are crucial. The magnetic moment is sensitive to the single particle nature of the valence nuclei, while the nuclear quadrupole moment is sensitive to the collective nature. Some 15-25 years ago, many nuclear moments of radioactive nuclei have been measured, both in the ground state and in isomeric states ¹⁾. All of these nuclei were situated close to the line of stability, mainly on the neutron deficient side: they were produced mostly in fusion-evaporation reactions. Nice trends have been found, for example in the Pb-region where a strong increase of the quadrupole moment is found when neutrons are removed from the N=126 shell closure ²⁾, while the magnetic moment is hardly changing with neutron or proton number. This was for example an indication that the N=126 neutron core is very soft and easy to deform, mainly due to the presence of the $\nu 3p_{1/2}$ orbit near the Fermi surface.

Since a few years, there is a renewed interest to measure nuclear moments. This is because it has now become possible to produce and select very exotic nuclei, which are approaching more and more the borders of nucleon stability. Fascinating new features have been discovered, the most popular one is the existence of 'halo' structures in nuclei with a very asymmetric proton-to-neutron ratio ³⁾. But also the appearance and disappearance of magic numbers: N=20 seems no longer magic for nuclei with 10-12 protons ⁴⁾, N=40 is maybe a new magic number for nuclei with Z=28 ⁵⁾, etc. And many other regions still remain to be discovered or better understood. To get a clear insight into the nature of these nuclei far from stability, nuclear moments are a crucial test for the existing and newly developed models. While dynamic moments are sometimes easier to measure (via lifetimes), they do not always

provide sufficient information, because they depend both on the initial and final state configuration. So, to get unambiguous information, for example on the structure of an isomeric state, or on the effective charges to calculate moments (dynamic or static), knowledge of static dipole and quadrupole moments is crucial, especially in nuclei where several shapes are coexisting.

In this course, I will focus on some techniques, which allow studying the static nuclear moments of short-lived nuclear states (10 ns – 1 s). Remark that the techniques presented here are complementary to the techniques based on the hyperfine interaction between the electronic and nuclear spin, as presented by F. Leblanc. The latter are applicable mainly for long-lived nuclei ($\tau > 10$ ms), so in general to ground states. In the techniques discussed here, the nuclear magnetic dipole moment is studied via its interaction with a magnetic field, the electric quadrupole moment via its interaction with an electric field gradient. These interactions are applied on nuclei that are implanted into a stopper:

- * a static magnetic field is provided by mounting a magnet around the stopper
- * an electric field gradient is induced by choosing a proper crystal as stopper
- * a radio-frequency (RF) magnetic field is induced by an RF-coil mounted around the stopper.

Each of these interactions can furthermore be combined, and will give rise to different types of techniques to measure nuclear moments. In the first part of the course, some general features of different techniques will be discussed and compared. A common feature is the need to have the nuclear spins oriented in space, the modification of this orientation due to some interactions, and the detection of the change of the spin-orientation via the anisotropy of the radioactive decay. Each step will be discussed briefly. In the second part of the course, I will discuss more detailed a technique which combines the two static interactions, causing mixing of nuclear hyperfine levels. This mixing induces a resonant change in the orientation of the ensemble spin, which is reflected in a change of the anisotropy of the radioactive decay. The anisotropy change will be a signature from which nuclear moments can be derived. The formalism to calculate the influence of the nuclear level mixing on the spin-orientation of the ensemble will be discussed.

II. BASIC PRINCIPLES TO MEASURE MOMENTS OF SHORT-LIVED NUCLEI

II.1. Production and selection of short-lived activity

If one wants to investigate the properties of short-lived nuclear states (lifetimes up to a few seconds), the first thing to consider is how to produce the (ground or isomeric) state of interest. As lifetimes are short, the nuclei of interest have to be transported to the experimental station in a very short time.

Several experimental conditions can be considered:

- *In-beam experiments using fusion-evaporation reaction*: the experiment happens at the production site, allowing the study of very short-lived (ns) high-spin isomers. The advantage of using a fusion-evaporation reaction ⁶⁾ is that a high amount of spin-alignment is obtained by the reaction itself (see further). However the reaction allows only production of nuclei at the neutron deficient side of the chart of nuclei. The disadvantage of in-beam experiments is that the recorded gamma spectra contain all the gammas produced in the reaction and spectra are very dirty. It is almost impossible to study very weakly produced isomers in such conditions; only yrast states of nuclei not too far from stability are easy. Some purification techniques can be applied, for example by using a pulsed beam and recording data only during the beam-off period.
- *On-beam experiments*: this term is used for experiments that are performed after the nuclei of interest have been separated from the other activities produced in the reaction. The big advantage of these on-beam experiments is that the radioactive nuclei of interest, which are often a very small fraction of all produced activity, can be separated from the rest and investigated in very clean conditions. This allows measurements on very rarely produced nuclear states (such as far from stability nuclei). The two main techniques to obtain this separation are the ISOL separation (Isotope Separator On-Line) ⁷⁾ and the recoil mass separation ⁸⁾. Several ISOL separation techniques have been developed over the last 20 years in combination with different production mechanisms. Typical separation times are of the order of tens of ms, which mean that mainly ground states are investigated by this technique. In-flight mass separation after an intermediate energy fragmentation reaction is much faster, and allows also the selection of short-lived (down to 100 ns) isomeric states ⁹⁾. The advantage of the fragmentation with in-flight mass separation, is that the spin-orientation induced by the fragmentation process, is maintained during the transport of the nuclei through the mass spectrometer, mainly because the nuclei are produced fully stripped ¹⁰⁾.

II.2. Orientation of the nuclear spins: the density matrix

The methods to measure static moments using the interaction with electromagnetic fields are all based on measuring a change of the spin-orientation of the nuclear ensemble. This means that some amount of spin-orientation has to be present at the time the nuclear spins start to interact with the applied fields. Before mentioning how this spin-orientation can be obtained, we first will define the different types of spin orientation as well as how this can be expressed in a formal way.

An ensemble of nuclei is called spin-oriented if the nuclear spins have a preferential direction in space. By defining a Z-axis, one can describe the spin-orientation with respect to this axis by the probability p_m that the nuclear spin has a projection $|m\rangle$ onto this axis. This implies that an axial symmetry exists around this Z-axis, which is called the Z_{or} axis (figure 1). For a non-axial symmetric spin-orientation, the density matrix formalism has to be used to describe the orientation:

$$\rho_{mm} = \langle m | \rho | m \rangle$$

with the diagonal elements $\rho_{m,m} = p_m$ the population of the different spin-projections and the non-diagonal elements describing the coherence between different m-states. This density matrix is related to the density tensor ρ_k^n ¹¹⁾:

$$\rho_k^n = \sqrt{2k+1} \sum_m (-1)^m \begin{pmatrix} I & I & k \\ -m & m & 0 \end{pmatrix} \langle m | \rho | m \rangle \quad (1)$$

and to the orientation tensor $B_k^n = \sqrt{2I+1} \rho_k^n^*$.

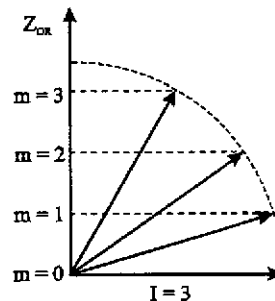


Figure 1: The projection of the nuclear spin I on a chosen Z-axis is defined as m . If p_m represents the probability to have the nuclear spin oriented such that they have spin-projection m on the Z_{or} axis, this means that this Z_{or} is an axial symmetry axis of the spin orientation.

The 3J-symbol in the relation between the density matrix and the tensor relates the values of the spin-projection and the tensor component n : $m-m'=n$. From this selection rule one can derive immediately that in case of axial symmetry (when only the diagonal elements are non-zero, or $m=m'$ in the density matrix) the orientation tensor will only contain $n=0$ components. This simplifies the description of an axially symmetric oriented system to a few parameters. In the angular distribution (see further) the spin-orientation will always be described by the orientation tensor, because it allows to easily transform the distribution function from one axis-system to another by rotation over the Euler angles¹²⁾. However, when speaking about the amount of orientation, people tend to use a different terminology, depending on the type of orientation (alignment or polarization). These terms are however related to some of the tensor components, as is explained hereafter.

II.2.a. Alignment of nuclear spins.

An ensemble of spins is called *aligned* if the probability to have the spins along the axial symmetry axis is equal for both directions: $p_m = p_{-m}$ (figure 2). The nuclear alignment is proportional to

$\sum_m (3m^2 - I(I+1))p_m$ and is directly related to the second order orientation tensor¹²⁾:

$$\begin{aligned} B_2^0 &= \sqrt{2I+1}\sqrt{5} \sum_m (-1)^{I+m} \begin{pmatrix} I & I & 2 \\ -m & m & 0 \end{pmatrix} p_m \\ &= \frac{\sqrt{5}}{\sqrt{I(I+1)(2I+3)(2I-1)}} \sum_m [3m^2 - I(I+1)] p_m \end{aligned} \quad (2)$$

The normalized alignment A is defined such that $A = -1$ for full oblate alignment, and $A=+1$ for full prolate alignment:

$$A \equiv \frac{\sum_m \alpha_2(m) p_m}{|\alpha_2(\max)|} = \frac{\sum_m (3m^2 - I(I+1)) p_m}{|\alpha_2(\max)|} \quad (3)$$

with $\alpha_2(\max)$ the normalization value. For maximum *oblate alignment*, all spins are oriented perpendicular to the Z-axis ($A < 0$), and maximum alignment $A=-1$ is obtained if $\alpha_2(\max)$ is:

$$\begin{aligned} |\alpha_2(m=0)| &= I(I+1) && \text{for integer spin,} \\ |\alpha_2(m=\pm 1/2)| &= I(I+1)-3/4 && \text{for half integer spin.} \end{aligned}$$

For maximum *prolate alignment* all spins are pointing along the Z-axis ($A > 0$), and maximum alignment $A = +1$ is obtained if $\alpha_z(\max)$ is:

$$|\alpha_z(m=I)| = I(2I-1) \quad \text{for any spin.}$$

The alignment is then related to the second order orientation tensor as follows:

$$B_2^0 = \frac{\sqrt{5}|\alpha_z(\max)|}{\sqrt{I(I+1)(2I+3)(2I-1)}} A. \quad (4)$$

Remark that in general an aligned ensemble is described by the orientation tensors of even rank k : B_2^0 , B_4^0 , etc. Odd tensor ranks are zero. For some cases one can limit to the lowest order only, and thus describe the orientation by one parameter A . This has however to be studied case by case.

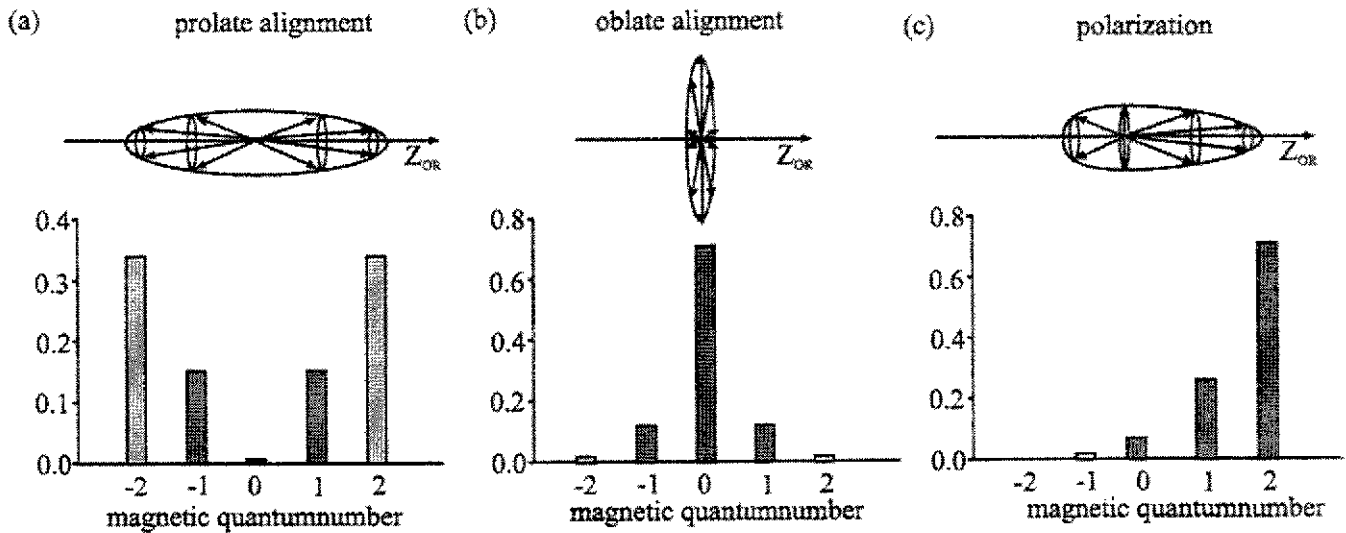


Figure 2: Examples to demonstrate different types of orientation.

11.2.b Polarization of nuclear spins.

An ensemble of nuclei is polarized if the up/down symmetry along the axial symmetry axis is broken:

$p_m \neq p_{-m}$. The nuclear polarization is proportional to $\sum_m m p_m$ and is related to the orientation tensor of

first order:

$$\begin{aligned} B_1^0 &= \sqrt{2I+1}\sqrt{3} \sum_m (-1)^{I-m} \begin{pmatrix} I & 1 & 1 \\ -m & m & 0 \end{pmatrix} p_m \\ &= \frac{-\sqrt{3}}{\sqrt{I(I+1)}} \sum_m m p_m \end{aligned} \quad (5)$$

The normalized polarization is defined such that $P = +1$ if all spins are parallel to the Z-axis, and $P = -1$ if all spins are anti-parallel to the Z-axis :

$$P = \frac{\sum_m mp_m}{I} \quad (6)$$

and consequently the relation between the polarization and first order orientation tensor is :

$$B_1^0 = \frac{-\sqrt{3}I}{\sqrt{(I+1)}} P. \quad (7)$$

In general, a polarized ensemble is described by both even and odd tensor components. However, one will generally be able to limit to the first order term only in the angular distribution, for example if one studies the asymmetry in β -decay (see further).

II.2.c. Methods to obtain oriented nuclei

We give a few examples of methods that can be used to orient nuclei, without discussing these methods in detail. Details can be found in the references. Here we mainly restrict to the region of applicability regarding lifetime, production, type of element, etc... Remark that the list is not complete, other techniques might exist.

- One of the oldest methods to polarize nuclear spins is probably the **Low Temperature Nuclear Orientation Method** ¹³⁾. It was used for the first time, in the experiment of Wu et al. ¹⁴⁾ who polarized the nuclear spins of ⁶⁰Co to show the parity violation in β -decay. With this technique, nuclei are implanted into a ferromagnetic host that is cooled down to extremely low temperatures (mK). The nuclei should have lifetimes of order of seconds or higher, and therefore this technique is in general not suited to study nuclei very far from stability where lifetimes become short. Typical amounts of polarization are of the order of 10-20%.
- Using **beams of polarized electrons, deuterons, neutrons, tritons**, allows to obtain polarized radioactive nuclei, but only near to stability ¹⁵⁾.
- A technique which has been applied successfully in a few experiments and can be applied for a wide range of nuclei produced by whatever means, is the **tilted foil polarization method** ¹⁶⁾. It is however a difficult polarization technique, which requires a lot of

investigation case by case, and gives in general small amounts of polarization (order of few percent).

- A very efficient technique to obtain a radioactive beam of highly polarized nuclei (typically $P \sim 30-50\%$) is the **Optical Pumping** method¹⁷⁾. This technique is based on the interaction between the electron spins and the nuclear spin, which allows to transfer electron polarization to nuclear polarization. The electrons are polarized by bombardment of the atomic beam with a circularly polarized laser beam. A long enough interaction time between the laser and atomic beam is needed to obtain full polarization by the pumping technique. Some very successful experiments using this orientation technique are described in ref. [17] and [18] and references therein.
- The easiest way to get a spin-oriented ensemble of radioactive nuclei, is if the **orientation is produced during the production reaction itself**. This is the case for isomers produced in a fusion evaporation reaction^{19,20)}. It has been shown that for all (Heavy Ion, xn) and (alfa,xn) reactions, the spin-alignment of the isomers can be described by a Gaussian Distribution

function
$$p_m = \frac{e^{-m^2/2\sigma^2}}{\sum_m e^{-m^2/2\sigma^2}},$$
 with a typical width $\sigma/I = 0.3-0.4$, corresponding to high

alignments of the order of 50% or more.

But also fragments produced in an intermediate energy projectile fragmentation reaction are shown to be spin-aligned²¹⁾ (if selected in forward direction with respect to primary beam) or spin-polarized²²⁾ (if selected at a finite angle with respect to the primary beam direction). Typical values here are of the order of 10-20% of spin orientation. Using the spin-orientation obtained in projectile fragmentation, one is able to study moments of very exotic nuclei. Projects in this field are being performed at all fragmentation facilities^{23,24,25,26)}. However, the mechanism is still not fully understood and it is not yet possible to make predictions on the optimal conditions and the amount of orientation that can be obtained.

II.3. Perturbation of the spin-orientation by interaction with EM fields

II.3.a Interaction with static magnetic field and RF-field : NMR

The interaction between a nucleus with spin I and a static magnetic field B_0 causes a splitting of the nuclear hyperfine levels (the m -states). The Hamiltonian describing this interaction (Zeeman Interaction) is $H_b = -\vec{\mu} \cdot \vec{B}_0$, with $\vec{\mu} = g\mu_N \vec{I}$ the magnetic moment. The $|m\rangle$ -states are eigenstates of this Hamiltonian with eigenvalues $E_m = -\hbar\omega_L m$ and $\omega_L = \frac{g\mu_N B_0}{\hbar}$ (8)

the Larmor frequency. In figure 3 a typical Zeeman splitting is shown, with equidistant level splitting between m -states. By adding a radio frequency (RF) field $B_1(t)$ in the plane perpendicular to the static field, the Hamiltonian is no longer axial symmetric and thus the $|m\rangle$ states are no longer eigenstates. It can be shown ²⁷⁾ that this breaking of the axial symmetry will cause a mixing of the $|m\rangle$ states if the RF-frequency matches the Larmor frequency : $\omega_L = \omega_{RF}$. At that moment, the level populations p_m are all equalized and this change of the spin-orientation can be detected in the asymmetry of the radioactive decay. By looking for the resonance frequency ω_{RF} at which the spin-orientation is modified, one can thus determine the nuclear g -factor. The experimental technique in which the resonant change of the asymmetry of the β -decay is measured as a function of the applied RF-frequency is called the **Nuclear Magnetic Resonance (NMR)** method.

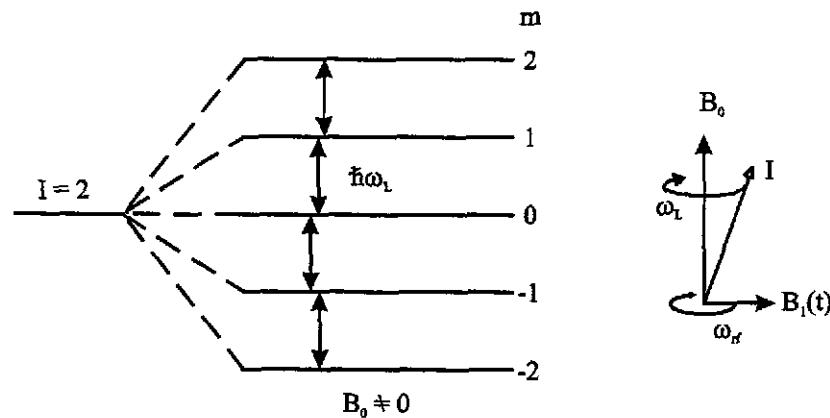


Figure 3: The quantum states $|m\rangle$ of a nucleus with spin I in a magnetic field B_0 are no longer degenerate. The energy splitting is equidistant and proportional to the nuclear g -factor. By applying an RF-field with frequency $2\pi\nu_{RF}$, the level populations p_m are equalized when $\nu_{RF} = \nu_L$.

Remark that for an initially aligned ensemble of nuclei, no change in the β -asymmetry can be detected, because no spin-polarization is present initially, nor it is induced by the RF-interaction. This means

that in order to detect an NMR resonance, the nuclear spins need to be initially polarized before implanted in the stopper.

II.3.a Interaction with an electric field gradient and RF-field : NOR

A nucleus that is stopped in a material that has a non-cubic lattice structure, will exhibit an interaction between the non-spherical nuclear charge distribution (reflected by a non-zero spectroscopic quadrupole moment Q) and the electric field gradient induced by the lattice on the implanted nucleus. For an axial symmetric electric field gradient, the Hamiltonian of the quadrupole interaction is described easiest in a reference frame fixed to the principle axis system of the axial symmetric electric

$$\text{field } V_{zz}^{28): H_Q = \frac{\omega_Q}{\hbar} (3I_z^2 - I^2), \text{ with } \omega_Q = \frac{eQV_{zz}}{4I(2I-1)\hbar} \quad (9)$$

the quadrupole interaction frequency. Another definition sometimes used for the quadrupole frequency

$$\text{is } \nu_Q = \frac{eQV_{zz}}{h} = \frac{\omega_Q 4I(2I-1)}{2\pi}. \quad (10)$$

The projection of the spin-operator onto the Z-axis of the principle axis system ($|m\rangle$ -state) is an eigenstate of this Hamiltonian with eigenvalue $E_m = \hbar\omega_Q[3m^2 - I(I+1)]$. In figure 4 a typical quadrupole splitting is shown, with non-equidistant level splitting between m -states, and degeneracy of $-m$ and $+m$ levels.

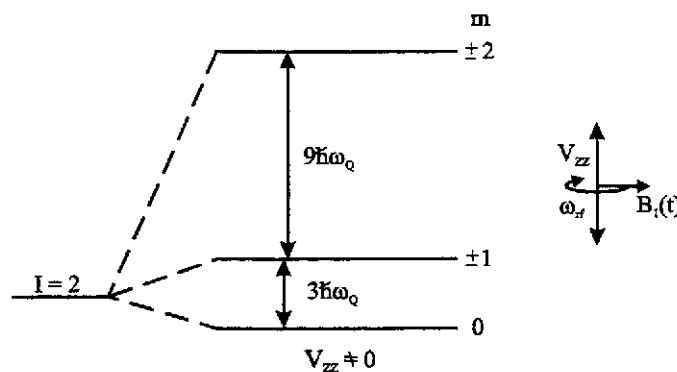


Figure 4 : Non-equidistant level splitting of a nucleus submitted to a quadrupole interaction. Consequently different RF-frequencies can give rise to a quadrupole resonance in the asymmetry of a β -decaying nucleus. The resonance frequencies contain information on the quadrupole frequency.

By adding an (RF) field $B_1(t)$ in the plane perpendicular to the symmetry axis of the EFG, the Hamiltonian is no longer axial symmetric and thus the $|m\rangle$ states are no longer eigenstates. Again this breaking of the axial symmetry will cause a mixing of the $|m\rangle$ states, in this case if the RF-frequency

matches one of the quadrupole splitting frequencies: $\Delta\omega_Q = 3(2m-1)\omega_Q = \omega_{RF}$. At that moment, the level populations of two levels p_m and p_{m+1} are equalized and this change of the spin-orientation can be detected in the asymmetry of the radioactive decay. However, if the populations probabilities of the $|m\rangle$ and $|m+1\rangle$ levels are equalized by the RF, also the p_m and p_{-m} are equalized because the $\pm m$ levels are degenerate. Thus a change in the polarization ($p_m \neq p_{-m}$) can only be detected if the spins are polarized before the RF-interaction takes place. A destruction of the initial polarization can then induced by the RF-interaction which will mix the population of levels with $\Delta m=1$. By looking for the resonance frequencies ω_{RF} at which the spin-orientation is modified, one can thus determine the quadrupole interaction frequency. If the electric field gradient can be determined by some other technique, the nuclear quadrupole moment is deduced. The experimental technique in which the asymmetry of the β -decay is changed due to a quadrupole interaction, and in which this change is measured as a function of the applied RF-frequency is called the **Nuclear Quadrupole Resonance (NQR)** method. Over the years, several highly sophisticated versions of this technique have been developed, such as a multiple frequency NQR^{29,30}.

The spectroscopic quadrupole moment of a nuclear state can only be measured for states with spin $I \geq 1$. This follows immediately from the definition of the quadrupole moment³¹, which is the expectation value of the M_2 -operator for $m=I$: $Q \equiv \langle I m | M_2^0 | I m \rangle_{m=I}$. Using the Wigner-Eckart theorem, one can express Q as a function of the reduced matrix element and a 3J symbol $\begin{pmatrix} I & 2 & I \\ -m & 0 & m \end{pmatrix}$. For a nucleus with $I=1/2$ the 3J symbol for an operator of order two is zero, and thus $Q=0$. This does not mean that such a nuclear state can not be deformed, but simply that it can not be measured by measuring the static quadrupole moment.

II.4. Measure the change of the spin-orientation: angular distribution of the radiation

The emission of radiation from a radioactive nuclear state is related to the direction of its spin. The relation which expresses the angular distribution of radiation emitted in a particular direction (θ, φ) with respect to a chosen axis system is given by:

$$W(\theta, \varphi, t) = \sum_{k,n} \frac{\sqrt{4\pi}}{\sqrt{2k+1}} A_k(\gamma, \beta, \dots) B_k^n(I, \omega_L, \omega_Q, t) Y_k^n(\theta, \varphi). \quad (11)$$

A_k are the radiation parameters describing the type of radiation and its properties (for example M1, E2, ...). B_k are the orientation tensors of order k : they describe the orientation of the ensemble spin, and its change due to interaction with the surrounding fields. It is this parameter that needs to be calculated to describe the influence of a particular interaction on the spin orientation. We will see further how this can be done. Y_k are the spherical harmonics: they depend on the position of the detectors with respect to the chosen axis system (the same as in which the interaction with the fields is described).

The angular distribution function can be simplified for particular types of radiation. If γ -radiation is detected, only radiation parameters with k =even are non-zero and the angular distribution is reduced to even order tensor components. Consequently only alignment (B_2, B_4, \dots) can be measured by γ -radiation..

If the nucleus is decaying by β -decay, one can generally reduce the angular distribution function to the first order tensor (for allowed beta decay only $A_1 \neq 0$), which means that β -decay is mainly sensitive to nuclear polarization. Furthermore, if one puts the detectors at 0° and 180° with respect to the Z -axis of the chosen system (for example parallel to a static field), then only $n=0$ tensor components are non-zero and thus the angular distribution function for β -decay simplifies to:

$$W(\theta, \varphi, t) = 1 + A_1 B_1(I, \omega_L, \omega_Q, t) \cos \theta \quad (12)$$

The orientation tensor of a system perturbed by some interactions, can be described as a function of the perturbation factors and the initial orientation tensor as follows:

$$B_1^0(I, \omega_L, \omega_Q, t) = \sum_{k,n} G_{1k}^{0n}(I, \omega_L, \omega_Q, t) B_k^n(I, t=0) \quad (13)$$

This expression shows that in order to be able to measure an odd tensor orientation (polarization), one needs to have initial polarization unless an interaction is applied which allows transforming alignment

into polarization (thus $G_{12}^{0n}(I, \omega_B, \omega_Q, t) \neq 0$). We will see in chapter IV that this requires some special features of the applied interactions and the formalism which allows to calculate the perturbation factor will be explained by applying it for a particular case.

III. SOME EXAMPLES OF EXPERIMENTAL TECHNIQUES

III.1. As a function of time: TDPAD

The **Time Differential Perturbed Angular Distribution** method has been used for many years to study the magnetic dipole or the electric quadrupole moments of isomers produced in fusion-evaporation reactions^{1,32}. Also a few isomers populated and spin-oriented by coulomb excitation, and having a suitable lifetime ($50\text{ns} < \tau < 10 \mu\text{s}$), have been used as probes to study the quadrupole interaction in materials^{33,34}. Recently it has been applied also on isomers produced in projectile fragmentation, after they are selected using a high-resolution in-flight recoil spectrometer (like LISE at GANIL)^{35,36}.

To study the magnetic moment, the isomers are produced or recoil-implanted into a stopper with a cubic lattice structure (polycrystalline foil or single crystal). A static magnetic field is applied perpendicular to the symmetry axis of the initial spin orientation. This orientation axis is in the horizontal plane: parallel to the primary beam direction if the isomers are implanted directly after the reaction, or rotated over an angle γ for mass-separated isomers³⁷. It means the magnetic field is applied vertically (we choose Z-axis along this direction, fig. 5).

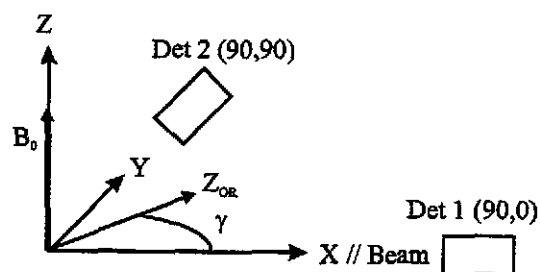


Figure 5 : Definition of different axis systems involved in the formal description of the interactions and orientation involved in a TDPAD experiment: (X, Y, Z) is the system fixed to the magnetic field and in which the detector positions are described (LAB-system). The $(X, Y, Z)_{or}$ system has its Z-axis along the axial symmetry axis of the initial orientation, allowing an easy description of the orientation.

The nuclear spins will perform a Larmor precession around the static field. This precession can be detected by putting detectors in the horizontal plane. If the spin ensemble is initially spin-aligned, for example along the Z_{α} direction as defined in figure 5, the change of the spin-orientation can be registered as a function of time. The angular distribution for an aligned ensemble interacting with a static field, and decaying by gamma-radiation with a lifetime τ , is given by ³⁸⁾:

$$W(\theta, \varphi, t) = e^{-t/\tau} (1 + A_2 \sum_n B_2^n(I, \omega_L, t) Y_2^n(\theta, \varphi) \sqrt{\frac{4\pi}{5}} + \dots) \quad (14)$$

in which B_2^n describes the perturbation of the initially aligned ensemble. One can show that for the set-up as given in fig. 5, this perturbed orientation tensor has only a second order component that depends on time, while the zero-order component is proportional to the initial orientation:

$$B_2^n(t) = e^{-in\omega_L t} B_2^n(t=0)_{LAB}. \quad (15)$$

Taking into account that the initial orientation is parallel to Z_{α} (and thus described by one tensor component $B_2^0(t=0)_{OR}$), and transforming all tensors to the LAB-frame using the Wigner rotation matrices ¹²⁾, we find for the angular distribution:

$$W(\varphi, t) = e^{-t/\tau} \left(1 + B_2^0(t=0)_{OR} \left[\frac{1}{4} A_2 + \frac{3}{4} A_2 \cos(2\omega_L t + 2\gamma - 2\varphi) \right] \right) \quad (16)$$

For two detectors placed respectively at angles φ_1 and φ_2 , the $R(t)$ function is defined such that it simply depends on the cosine function, which describes the pure Larmor precession:

$$\begin{aligned} R(t) &= \frac{N(\varphi_1) - \varepsilon N(\varphi_2)}{N(\varphi_1) + \varepsilon N(\varphi_2)} \\ &\approx \frac{3}{4} A_2 B_2^0(t=0) \sin(\Delta\varphi) \sin(2\omega_L t + 2\gamma - (\varphi_1 + \varphi_2)) \end{aligned} \quad (17)$$

Remark that for two detectors placed a $\Delta\varphi=90^\circ$, the maximum amplitude of the wiggles can be detected. This is thus the optimal setting for a TDPAD experiment.

A similar expression can be derived in the case that the host induces an electric field gradient at the position of the implanted isomer. In that case a superposition of cosine functions occurs with frequencies that are multiples of the basic quadrupole frequency $3\omega_Q$.

III.2. As a function of an applied RF-frequency: NMR, NQR

The Nuclear Magnetic Resonance and Nuclear Quadrupole Resonance techniques are *time integrated* perturbation angular distribution techniques. If the angular distribution described previously is averaged over the decay time (so a time-integrated experiment is performed), most information on the angular distribution is lost. In a time integrated experiment one needs to apply an extra perturbing interaction, in order to induce a change of the spin-orientation.

Such an interaction is for example a radio frequency (RF) magnetic field that is placed perpendicular to the static field direction (fig. 6). In an NMR experiment the nuclei of interest are implanted into a cubic crystal; in an NQR experiment a host with an electric field gradient is needed. These techniques have been applied only to ground states (lifetimes between 1 ms and 10 sec) till now, mainly because the radioactive nuclear state needs to live sufficiently long in order to be sensitive to the RF-perturbation. As ground states mostly decay by β -decay, it means these experiments are measuring the polarization change in the spin orientation. Therefore a static magnetic field is applied parallel to the direction of the initial spin-polarization. The polarization is then modified during the lifetime of the nucleus, when implanted into a stopper, by applying an RF-field $B_1(t)$ perpendicular to the static field. This experimental technique has been widely described in literature, for example in ref. 15,18,23, 29,39,40.

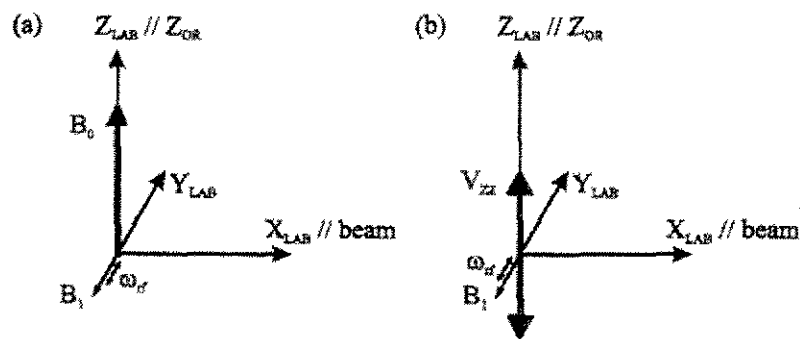


Figure 6: Symmetry axes of the interactions and the spin-orientation for NMR (a) or NQR (b) experiment.

III.3. As a function of the static field B_z : LMR and LEMS

Another type of time integrated PAD experiments are based on the nuclear "Level Mixing" principle. In the next chapter we will discuss this method more in detail. Here we briefly give an overview of the history of the technique.

It has been well known *in atoms* that crossing and anti-crossing of atomic levels can occur if atoms are submitted to a combination of static electric and magnetic fields ⁴¹⁾. A similar type of crossing of *nuclear hyperfine levels* has been described theoretically in the sixties ⁴²⁾. Matthias showed that the m -quantum states of nuclei with spin I , that are submitted to a combined magnetic field and electric field gradient, are crossing as a function of the applied magnetic field strength if the magnetic field is placed parallel to the symmetry axis of the electric field gradient (fig. 7a). If a small misalignment angle β is introduced between the two interaction axes, anti-crossing of the levels occurs (fig. 7b).

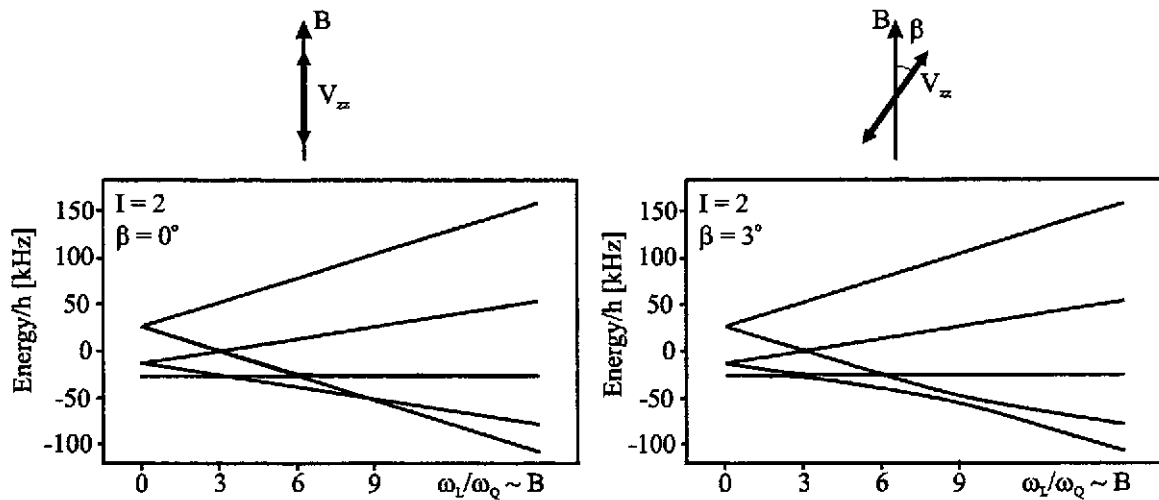


Figure 7: (a) When nuclei are submitted to a collinear magnetic field and electric field gradient, the m -quantum states are crossing at well-defined values of the magnetic to quadrupole interaction frequency. (b) If the two interactions are not collinear, the degeneracy of the crossing levels does no longer occur and the levels are anti-crossing (= mixing).

About a decade later, it was shown experimentally that crossing or anti-crossing of nuclear hyperfine levels gives rise to a resonant change in the angular distribution of radioactive decay of ground states ⁴³⁾ or isomeric states ⁴⁴⁾. A full description of the theoretical formalism which allows to describe and understand the features of these resonances in the angular distribution was developed by the group of

Coussement in the eighties^{45,46,47)}. This group has been investigating all features of the “Level Mixing” resonances both theoretically and experimentally^{48,49)}. In figures 8 and 9 some simulations of the angular distribution of radioactive decay as a function of the applied magnetic field strength are given for nuclei submitted to a level mixing interaction. The origin of the term “Level Mixing” becomes clear when the level populations of the m-states are calculated in a two-level approximation using the density matrix formalism⁴⁷⁾ (section IV). Then it appears clearly that the non-collinearity of the magnetic and electric interactions are causing a local “mixing” of the level populations.

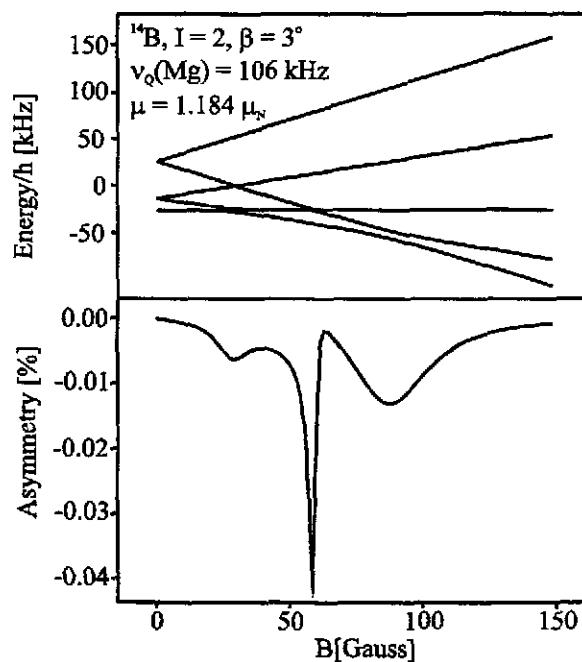


Figure 8: Simulation of an LMR-curve for ^{14}B -fragments produced at the LISE3 spectrometer in GANIL. The resonances due to different level mixings are visible in the asymmetry of the beta-decay of spin-aligned projectile fragments. Remark that spin-polarization (and thus β -asymmetry) is induced in the resonances and that the polarization is zero out of the resonance region.

Although the resonances were originally investigated mainly as a curiosity, it became clear that the **Level Mixing Resonance (LMR)** technique could be very useful as a tool to study the quadrupole moment of nuclear ground states and isomeric states. Several variations of the Level Mixing technique were developed.

A first useful application of the level mixing formalism was to study the quadrupole moments of high-spin isomers (using the **Level Mixing Spectroscopy, LEMS-method**)^{50,51,52,53)}. This method has some clear advantages with respect to the classical TDPAD method (as described in next section).

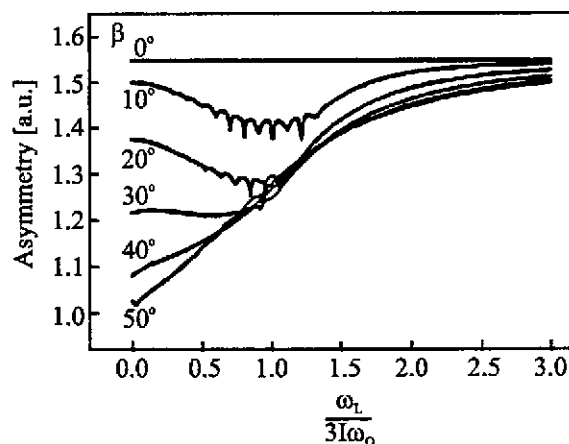


Figure 9 : Simulation of LMR-curves for a high-spin state ($I=10$) and for different misalignment angles between the magnetic and electric interaction. At small angles many resonances are appearing with relatively small amplitudes and thus hard to measure experimentally. However for large angles β a decoupling curve is appearing. This decoupling curve is also sensitive to the ratio of the magnetic to quadrupole moment of a high-spin isomer. To distinguish the decoupling curves from the LMR-curves, they are called LEMS-curves (LEvel Mixing Spectroscopy).

Another interesting use of the level mixing formalism is to study nuclear moments of exotic nuclei produced and spin-aligned in a projectile fragmentation reaction^{25,54,55}. The strength of the β -LMR method is that it is possible to induce spin-polarization in an ensemble of initially spin-aligned nuclei. This has the great advantage that exotic nuclei produced in projectile fragmentation and selected in the forward direction (and thus with the highest yield) can be used to investigate their nuclear moments⁵⁶. For the classical NMR technique, an initially polarized ensemble is needed to allow a beta-asymmetry measurement. And polarization is obtained only if fragments are selected at a finite angle with respect to the primary beam (and thus with a lower yield in intermediate and high-energy reactions).

III.4. Comparison and applicability of the presented techniques.

In table 1 we present schematically the regions of applicability, for example concerning spin, lifetime and type of the nuclear states that can be investigated by a particular method. We also compare the parameters that are deduced and the accuracy that can be reached.

With the TDPAD method one can measure either the magnetic or the quadrupole moment of isomeric states in nuclei, depending on the crystallographic nature of the host (cubic lattice or a non-cubic structure inducing an EFG). The same holds for the NMR and NQR methods, allowing to measure respectively μ or Q of nuclear ground states. With the LMR method one measures the ratio of the nuclear moments μ/Q both for ground states (β -LMR) and isomeric states (γ -LMR), and thus Q can be deduced if μ was measured by another method. A combination of the LMR and NMR techniques in one experiment allows the determination of both ground state moments independently^{55,56}. Each of these methods allows measuring the nuclear moments with very high accuracy (order of 1% or better) because it are resonant techniques. The LEMS method on the other hand is a decoupling technique and is consequently less sensitive to measure the nuclear moment ratio (typically 10-15%).

However, the LEMS technique is the only method that allows measuring the static quadrupole moment of long-lived ($\tau > 10 \mu\text{s}$) high-spin isomers. The TDPAD method is less suitable to study the quadrupole moment of very high-spin states because the number of quadrupole frequencies increases with spin. The method is not at all applicable to study long-lived isomers, because it is a time differential technique.

Table 1: Comparison of the presented techniques to measure nuclear moments.

	TDPAD	NMR/NQR	LMR/LEMS
Type of nuclear state	Isomer	Groundstate	Both
Spin	$0.5 - 20 \hbar$	$0.5 - \dots \hbar / 1 - 3 \hbar$	$1-5 \hbar / 1 - \dots \hbar$
Lifetime range	10 ns – 10 μs	1 ms – 1 s	1 ms – 1 s / 50 ns – 1 s
Initial Spin-orientation	Alignment	Polarization	both
Detected radiation	γ	β	both
Deduced parameter	g, Q	g, Q	Q/μ
Accuracy	< 5%	< 5%	<5% / < 20%

The upper limit on the lifetime of the isomers that can be studied by a time differential technique, is determined by two causes: the duty-cycle of the accelerator (and thus production efficiency) and the spin-spin relaxation time⁵⁷⁾. For a time differential experiment, one needs a pulsed beam with a short production pulse and a long (about 3 lifetimes) measuring time. This puts automatically an upper limit on the lifetime: for too long-lived isomers the production efficiency drops drastically making the measurement very inefficient or even impossible. On the other hand, the spin-spin relaxation mechanism also prevents experiments on long-lived isomers because it causes a damping of the oscillation pattern as a function of time. Relaxation times depend strongly on the stopper material that is used. Typical values for the spin-spin relaxation (damping) time are of the order of microseconds. Time integrated methods are limited by the much longer spin-lattice relaxation time^{58,59)}: the interaction between the nuclear spin and the electron spin of free electrons in metal hosts will cause a loss of the spin-orientation. If the spin-lattice interaction time is shorter than the isomeric lifetime, the information regarding the static interactions is lost. Spin-lattice relaxation times also depend strongly on the host material as well as on the type of probe that is studied. It is well known that for metallic hosts the relaxation time can be increased by decreasing the host temperature⁵⁹⁾. The relaxation times can vary from a few 100 μs up to several seconds.

The lower limit on the lifetime of isomers that can be studied by the TDPAD technique is typically of the order of 10 ns up to 10 μs . For all hyperfine interaction techniques, this lower limit is determined by the uncertainty relation $\omega_p \tau > 1$: the perturbing magnetic or quadrupole interaction needs to be strong enough (fast enough frequency ω_p) in order to see the perturbation in the spin-orientation during the lifetime τ of the isomer. For typical magnetic fields of the order of a Tesla, or electric field gradients of the order of 10^{17} V/cm², this results in a lower lifetime limit of the order of tens of nanoseconds for the time differential technique. For time integrated techniques like the NMR, NQR, LMR, LEMS methods, the lower limit is about 3-5 times higher, because the time integration over an oscillating function results in a full destruction of the initial spin-orientation (and thus full effect in the measured anisotropy change) only if averages over several oscillation periods are taken.

IV. THE LEVEL MIXING FORMALISM:

FROM QUANTUM MECHANICAL CURIOSITY TO A NUCLEAR PHYSICS METHOD

IV.1. The combined interaction system and the density matrix approach.

In this chapter we will explain how the perturbed angular distribution of nuclear radiation can be calculated starting from the Hamiltonian that describes the interaction of the nuclear spins with the electromagnetic fields in their surroundings. The nuclei can be produced by several reactions, and need to be spin-oriented before implantation in a suitable stopper. For each type of production reaction, spin-orientation mechanism and perturbing interaction, a different formalism has to be developed.

To illustrate how we can calculate the perturbation of an initially oriented ensemble of nuclei by the interaction of the nuclei with some fields, we will chose the particular example of Level Mixing Resonances induced by a combined magnetic dipole and electric quadrupole interaction. The electric interaction occurs by implanting the probe nuclei into a lattice with a non-cubic symmetry⁴²⁾ inducing an electric field gradient on the position of the probe nuclei. The magnetic interaction is provided by putting the host material into a static magnetic field \mathbf{B} . The Hamiltonian of this combined interaction system is given by^{42,45)}:

$$\begin{aligned}
 H &= H_Q + H_B \\
 &= \frac{4\pi}{5} \sum_q (-)^q T_q^2 V_{-q}^2 - \boldsymbol{\mu} \cdot \mathbf{B}
 \end{aligned}
 \tag{18}$$

with T^2 the electric quadrupole tensor, V^2 the electric field gradient tensor and $\boldsymbol{\mu}$ the magnetic dipole vector. To give an explicit expression for the quadrupole interaction Hamiltonian H_Q one needs to specify the axis system in which the interaction will be described. In the PAS system the electric field gradient is fully described by two parameters: the field gradient strength along the Z_{pas} axis (V_{zz}) and the asymmetry parameter η . For an axially symmetric electric field gradient ($\eta=0$), the Hamiltonian is given by expression (9) if expressed in the PAS system.

If also a magnetic field is present, one can define a second axis system in which the magnetic field is parallel to the Z-axis (LAB-system). If one wants to express H_Q in the LAB frame, an Euler rotation

from PAS to LAB over the angles $(0, -\beta, -\alpha)$ needs to be performed (figure 10)⁽²⁾. The Hamiltonian of the quadrupole interaction expressed in the LAB-system is discussed in reference 42.

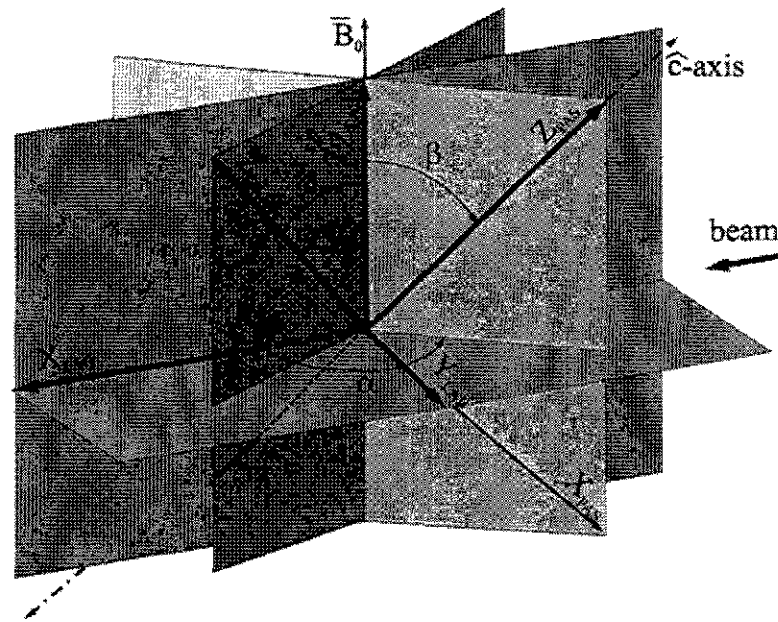


Figure 10 : Definition of the Euler angles between the Principle Axis System (PAS) connected to the electric field gradient and the LAB(oratory) system connected to the magnetic field. In the picture also the Euler angles to rotate from the LAB-frame to a system with the Z_w axis parallel to the axial symmetry axis of the initial orientation are defined.

For an axially symmetric electric field gradient, one can define the rotation from the PAS-system to the LAB system by one angle β because α can be chosen zero. The combined interaction Hamiltonian can be written in the PAS by projection of B into the (X_{pas}, Z_{pas}) frame, and consists of an axially symmetric part ($\sim I_{z_{pas}}$) and a symmetry breaking part ($\sim I_{x_{pas}}$):

$$\begin{aligned}
 H &= H_{||} + H_{\perp} \\
 &= \frac{\omega_Q}{\hbar} (3I_{z_{pas}}^2 - I^2) - \omega_L \cos \beta I_{z_{pas}} + \omega_L \sin \beta I_{x_{pas}}
 \end{aligned}
 \tag{19}$$

The eigenstates of this Hamiltonian are no longer the eigenstates $|lm\rangle$ of the spin operator, because of the ladder operators in the symmetry breaking term ($H_{\perp} \sim I_{\pm} \sim (I + I)$). To find the $(2I+1)$ eigenstates $|N\rangle$ of this Hamiltonian, we can apply a numerical diagonalisation procedure. This is what we do if we perform a numerical simulation for the eigenvalues (Rabi plot) and the angular distribution (LMR or LEMS curves) as a function of B .

However, an analytical calculation gives us a much better insight into the nature of the eigenstates. To obtain that, we will calculate the eigenstates in a first approximation using first order quasi-degenerate perturbation theory⁶⁰⁾. This is possible if the misalignment angle β is small enough: in that case the symmetry breaking term modifies the axial symmetric eigenvalues only if they are quasi-degenerate. The eigenvalues of the axial symmetric part H_{\parallel} are given by:

$$E_m = \hbar\omega_Q [3m^2 - I(I+1)] - \hbar\omega_L \cos \beta \quad (20)$$

and degeneracies (level-crossing) occur if $\omega_L \cos \beta = 3\omega_Q(m_1 + m_2)$. (21)

A figure where the eigenvalues are plotted as a function of ω_L (or as a function of B) is called a Rabi plot. Examples of Rabi-plots are given in figures 7a and 7b. We see that if the angle β is small, the modification of the eigenvalues occurs only near these level-crossing points. This allows us to apply a **two-level approximation**: we can calculate the eigenstates of the full Hamiltonian using a quasi-degenerate perturbation theory on two quasi-degenerate levels E_m and $E_{m'}$. In reference 42 is described how the mixed eigenstates

$$\begin{aligned} |N\rangle &= \frac{1}{\sqrt{1+R^2}} (R|m\rangle + |m'\rangle) \\ |N'\rangle &= \frac{1}{\sqrt{1+R^2}} (|m\rangle - R|m'\rangle) \end{aligned} \quad (22)$$

with their respective eigenvalues

$$E_{N,N'} = \frac{E_m + E_{m'}}{2} \pm \frac{1}{2} \sqrt{(E_m - E_{m'})^2 + 4W_{mm'}^2} \quad (23)$$

are calculated by diagonalizing a 2x2 matrix. R is the mixing parameter defined as:

$$R = \frac{E_m - E_{m'}}{2W_{mm'}} + \frac{\sqrt{(E_m - E_{m'})^2 + 4W_{mm'}^2}}{2W_{mm'}} \quad (23a)$$

In figure 11 the unperturbed levels $E_{m,m'}$ and the mixed levels $E_{N,N'}$ are shown. Remark that the amount of repelling (anti-crossing) between the mixed levels is depending on the perturbation strength H_{\perp} and thus on $\sin\beta$: $W_{mm'} = \langle m|H_{\perp}|m'\rangle \sim \sin\beta$. This will also determine the width (Γ) of the mixing region as a function of the field, and thus the width of the related Level Mixing Resonance in the angular distribution (see further). That means we can choose ourselves the mixing strength (and thus the resonance width) by choosing a particular angle β between the c-axis of the crystal and the magnetic field direction.

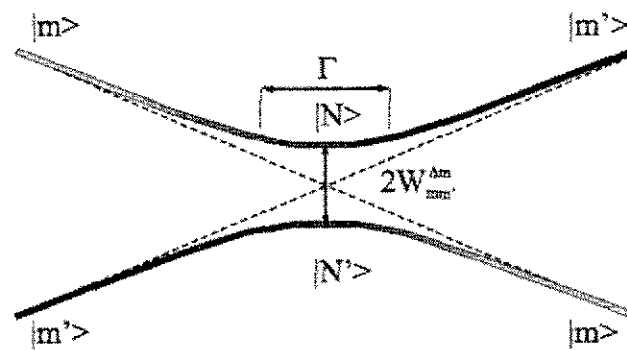


Figure 11: In a two-level approximation the eigenstates of the level mixing Hamiltonian can be calculated using perturbation theory. Near the crossing region of the unperturbed levels (E_m eigenvalues of H_0) the symmetry breaking part of the interaction (H_1) is mixing the states: the eigenstates of H are linear combinations of the unperturbed states. The respective energies are repelling each other.

To calculate the perturbation of the ensemble orientation one has to solve the time evolution equation of the nuclear density matrix:

$$i\hbar \frac{\partial \rho}{\partial t} = [H, \rho] \quad (24)$$

with H the level mixing Hamiltonian (18). To solve this equation, one needs to find first the eigenstates $|N\rangle$ and eigenvalues E_N of the interaction Hamiltonian. If the Hamiltonian is expressed in the LAB-frame⁴² the eigenstates are found by numerical diagonalisation. In that case one gets the eigenstates $\langle N| m \rangle$ with respect to the LAB-system and they can be introduced in the perturbation factors to calculate numerically the angular distribution function (see next paragraph).

In this section we will use the analytical expression (22) of the mixed eigenstates (using the two-level approximation) with the Hamiltonian expressed in the PAS. This will allow us to get an explicit expression for the time-dependence of the density matrix and thus to understand better the nature of the resonances. For a static interaction, such as the level mixing interaction, the solution of the Von Neumann equation is given by

$$\langle N | \rho(t) | N \rangle = \rho_{NN}(t) = e^{-i\omega_{NN}t} \rho_{NN}(0) \quad (25)$$

with $\omega_{NN} = (E_N - E_N)/\hbar$ and E_{NN} given by (23). As the LMR-method is a time-integrated measuring technique, we need to calculate the time averaged density matrix taking into account the nuclear decay time:

$$\rho_{NN'}(\tau) = \frac{\int_0^{\infty} dt \rho_{NN'}(t) e^{-t/\tau}}{\int_0^{\infty} dt e^{-t/\tau}} = \rho_{NN'}(0) \frac{1 - i\omega_{NN'}\tau}{1 + (\omega_{NN'}\tau)^2} \quad (26)$$

It is more convenient to express the density matrix in the m-representation. Using the orthogonality relation, the time integrated density matrix in the m-representation is:

$$\begin{aligned} \rho_{mm'}(\tau) &= \sum_{NN'} \rho_{NN'}(\tau) \langle m|N\rangle \rho_{NN'}(\tau) \langle N'|m'\rangle \\ &= \sum_{NN'} \langle m|N\rangle \langle N'|m'\rangle \frac{1 - i\omega_{NN'}\tau}{1 + (\omega_{NN'}\tau)^2} \rho_{NN'}(0) \end{aligned} \quad (27)$$

The density matrix of the initial orientation tensor $\rho(0)$ is not known in the $|N\rangle$ -basis, but can also be expressed in the m-representation:

$$\rho_{mm'}(\tau) = \sum_{NN'} \langle m|N\rangle \langle N'|m'\rangle \frac{1 - i\omega_{NN'}\tau}{1 + (\omega_{NN'}\tau)^2} \sum_{\mu\mu'} \langle N|\mu\rangle \langle \mu'|N'\rangle \rho_{\mu\mu'}(0) \quad (28)$$

If the Hamiltonian is expressed in the m-representation and if the Z-axis of this LAB-frame is parallel to the Z_{or} axis of the initial orientation, then expression (28) can be simplified because only $\mu=\mu'$ components of the initial density matrix are non-zero.

Using the explicit expression for the eigenstates (22), eigenvalues (23) and R (23a), we can calculate the time-averaged components of the density matrix of nuclei submitted to the level mixing interaction.

The diagonal matrix elements are:

$$\rho_{mm}(\tau) = \rho_{mm}(0) + \frac{1}{2} \{ \rho_{m'm}(0) - \rho_{mm}(0) \} L_{mm}(\tau) \quad (29)$$

and a similar expression is found for $\rho_{m'm}(\tau)$ (by exchanging m and m'). L_{mm} is a Lorentz absorption resonance as a function of the unperturbed energy splitting:

$$L_{mm} = \frac{(2W_{mm'})^2}{(E_m - E_{m'})^2 + (2W_{mm'})^2 + (\hbar/\tau)^2} \quad (30)$$

The time-averaged perturbed population probability $\rho_{mm}(\tau)$ depends on the initial level population and on the population difference between the two mixing levels m and m'. For nuclei with a long lifetime τ (larger than the perturbation $2W_{mm'}$) the Lorentz function is 0 in the extremes, and becomes 1 in the

center. So if the Level Mixing condition $2W_{m_1 m_2} \gg \hbar/\tau$ is fulfilled, the amplitude of the LMR is independent of the nuclear lifetime and reaches a maximum (figure 12).

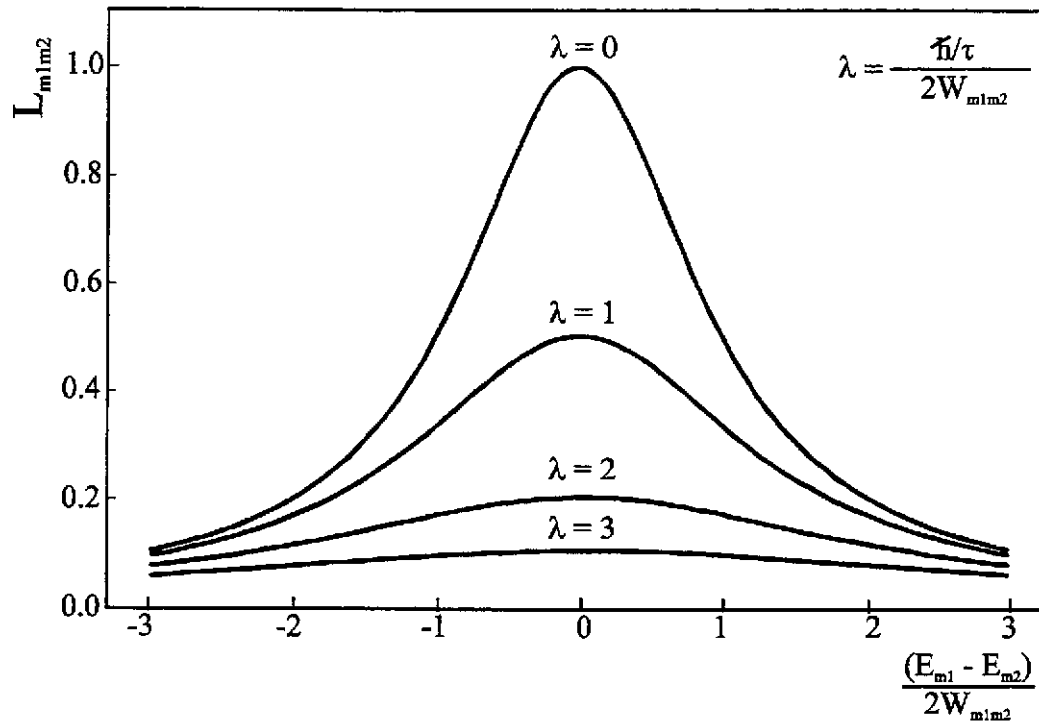


Figure 12: Simulation of the Lorentz absorption resonance as a function of the energy splitting, for nuclei with different lifetimes. Only if the lifetime is significantly longer than the inverse perturbation strength, the full amplitude of the resonance curve is obtained.

For nuclei having a sufficiently long lifetime, the two time-averaged level populations are equalized (fully mixed) due to the perturbing interaction. This is simulated in figure 13 and explains the origin of the name Level Mixing Resonances.

In reference 47 a detailed description of several features of this LM Resonances is given. For example it is shown that the non-diagonal matrix elements show a resonant dispersive character. Each of these resonances can be detected in the angular distribution, if the proper configuration is chosen.

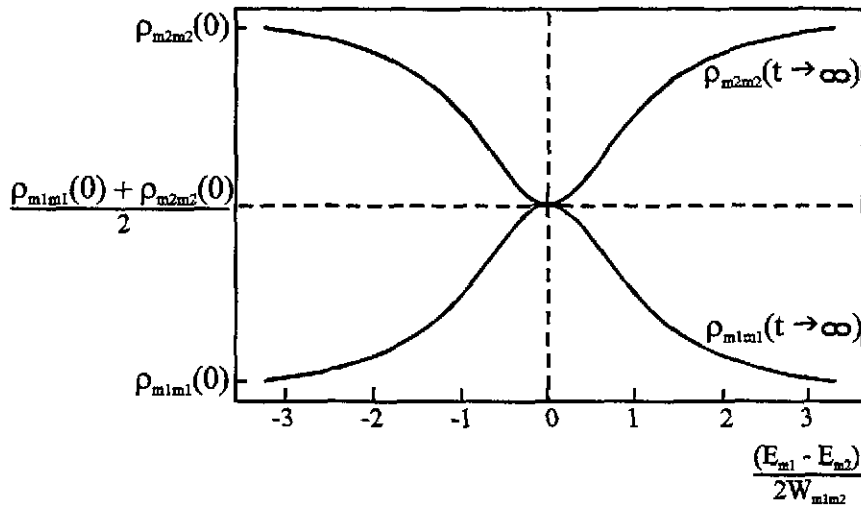


Figure 13: Simulation of the population probability of a pair of mixed levels for which the Level Mixing condition is fulfilled. In the resonance center, the two level populations are equalized. The resonance position is determined by the nuclear moment ratio.

IV.2. Perturbation of the nuclear orientation by the level mixing interaction: the perturbation factor

To introduce the orientation described by this perturbed density matrix into the angular distribution, we need to use the relation between the density matrix and the density tensor (1). We also need to specify first the initial orientation more explicitly.

For this, we will discuss the example of nuclei that are produced in a fragmentation reaction. By selecting nuclei in the forward direction with respect to the primary beam, an ensemble of spin-aligned projectile fragments is obtained (with the alignment symmetry axis parallel to the beam axis)²⁵⁾. During passage through the recoil spectrometer, the dipole fields will induce a rotation of the orientation axis, such that after the spectrometer the alignment axis is no more parallel to the secondary beam axis³⁸⁾. To describe the initial alignment of the ensemble by one parameter $B_2^0 \sim A$ (assuming we can restrict to second order tensor components in the angular distribution), we need to define a reference frame with the Z-axis parallel to the axial symmetry axis of the alignment (Z_{α} in fig. 10). This OR-axis system is defined with respect to an axis system fixed to an applied static magnetic field and the secondary beam direction (LAB-system, fig. 10). The LAB-system is rotating into the OR-system by rotation over the Euler angles $(\gamma, \epsilon, 0)$. For projectile fragments behind a doubly-achromatic

dipole spectrometer (like LISE at GANIL), the alignment axis is laying into the (X,Y)-plane and thus $\epsilon=90^\circ$. Using the definition of tensor rotation ¹²⁾ we can then calculate the initial orientation tensor components in the LAB-frame, knowing that in the OR-frame the tensor has only one non-zero component ($n'=0$):

$$\begin{aligned} B_2^n(t=0)_{LAB} &= \sum_{n'} D_2^{n'n}(0, -90, -\gamma) B_2^{n'}(t=0)_{OR} \\ &= e^{in\gamma} \sqrt{\frac{4\pi}{5}} Y_2^n(-90, 0) B_2^0(t=0)_{OR} \end{aligned} \quad (31)$$

In section II.4 we have already seen that the perturbed orientation tensor $B_k^n(\tau)$ can be written as a product of a perturbation factors $G_{kk'}^{nn'}$ and the initial orientation tensor $B_k^{n'}(t=0)$:

$$B_k^n(I, \omega_L, \omega_Q, \tau) = \sum_{k,n} G_{kk'}^{nn'}(I, \omega_L, \omega_Q, \tau) B_k^{n'}(I, t=0) \quad (32)$$

To derive an explicit expression for the perturbation factors, it is sufficient to transform expression (28) in its tensor form and to compare this with (32). The time integrated G-factors are given by:

$$G_{kk'}^{nn'}(\tau) = \hat{k}\hat{k}' \sum_{\substack{m,\mu \\ N,N'}} (-1)^{m-\mu} \begin{pmatrix} I & I & k \\ -m & m' & n \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I & I & k' \\ -\mu & \mu' & n' \end{pmatrix} \langle m|N\rangle \langle N'|m'\rangle \langle \mu|N\rangle^* \langle N'|\mu'\rangle^* \frac{1-i\omega_{NN'}\tau}{1+(\omega_{NN'}\tau)^2} \quad (33)$$

If the Hamiltonian is described in the LAB system, the perturbation factor is calculated in the LAB-frame by determining the eigenstates and eigenfunctions of H numerically. In that case, the perturbed orientation tensor in (32) is also obtained in the LAB frame and the initial orientation tensor needs to be calculated also in this axis system (as given in (31)). Introduction of all these functions into the angular distribution function allows numerical calculations of the decay anisotropy as a function of the magnetic field strength.

If the Hamiltonian is expressed in the PAS-system (for example in case the two-level approximation is used), we can calculate an explicit analytical expression for the perturbation factors in the PAS-system by introducing the mixed eigenstates (22) and eigenvalues (23) from the perturbation theory approximation. In this case several types of perturbation factors can be distinguished. They are described in detail in the PhD thesis of P. Put ⁶¹⁾, as well as in reference 45. The perturbation factor

approach is another mathematical formalism to describe the resonances, and more useful for numerical calculations of LMR.

IV.3. A typical feature of LMR: transfer of alignment into polarization

In figure 14 we explain in a hand-waving way a typical feature of Level Mixing, which will have some important consequences for the study of exotic ground state moments. Assume that an ensemble of exotic nuclei is produced in such a way that its spins are aligned. This is for example the case for nuclei produced in projectile fragmentation, and selected in the forward direction (and thus with highest yield). No asymmetry can be detected in the β -decay of such an ensemble, because no spin-polarization is present. The only possibility to study the nuclear moments of β -decaying nuclei by measuring a resonance in the β -asymmetry, is either by producing a spin-polarized ensemble or by inducing the polarization via a hyperfine interaction.

To produce a spin-polarized ensemble of projectile fragments, the primary beam needs to be deflected to allow asymmetric selection of the secondary beam ^{22,62,63)}, and thus one obtains a reduction in the production yield. For the study of very exotic nuclei far from stability, where production rate becomes a limiting factor, efficient use of the forward selected highest fragment rate is necessary.

In these cases, it can be advantageous to use a measuring technique that allows inducing spin-polarization, starting from an initially aligned ensemble. This is not possible with the classical methods like NMR or NQR. But it is possible with LMR as illustrated in figure 14 for the simple case of a nucleus with spin $I=1$. Due to the combination of a quadrupole and a magnetic interaction, the level splitting between two hyperfine levels is not equidistant, and level crossings occur as a function of the magnetic field strength. We have seen in previous section that near the level crossing, the level populations of the $m=0$ and $m=1$ levels get mixed if the quadrupole and magnetic interaction are not perfectly collinear. Due to this mixing, an initially aligned ensemble is no longer aligned but polarized: $p(1)$ and $p(-1)$ are no longer equal. It is thus possible to induce spin-polarization, and thus measure an onset of β -asymmetry in the LMR.

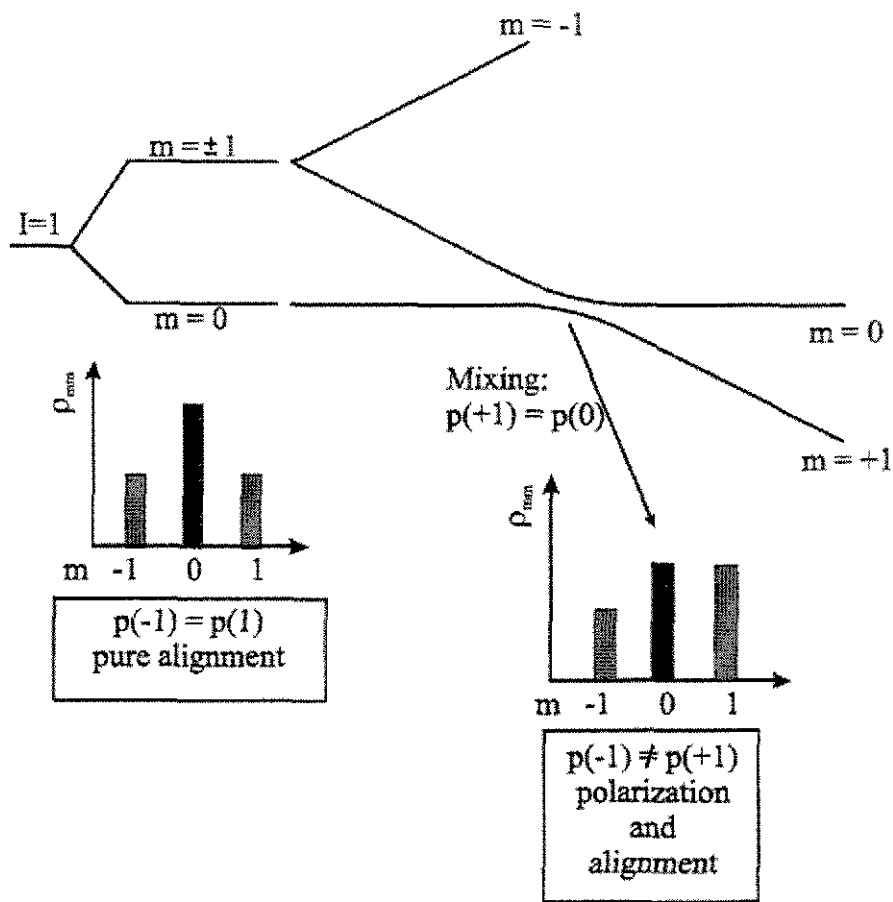


Figure 14: An initially aligned ensemble of nuclei with $p(1)=p(-1)$ gets resonantly polarized due to the level mixing interaction that equalizes the mixing level populations. The onset of polarization occurs at a well defined value for the magnetic field, from which the nuclear moment ratio can be deduced.

The onset of polarization in a LMR of initially aligned β -decaying nuclei can be seen in the expression for the angular distribution by writing the $B_1^0(\tau)$ density tensor in expression (12) explicitly as a function of the mixing density matrix elements:

$$W(\theta, \tau) = 1 - \sqrt{\frac{3}{2}} A_1 [\rho_{11}(\tau) - \rho_{-1,-1}(\tau)] \cos \theta \quad (34)$$

This is only an exact expression for the angular distribution in case of a nucleus with $I=1$, for which only one mixing occurs. For higher spin nuclei (34) is an approximation that needs to be interpreted with care. In the two-level approximation, the levels with $m=0$ and $m=1$ are getting mixed (fig. 14), while the population probability of the $m=-1$ level is not modified by the interaction:

$$\rho_{-1,-1}(\tau) = \rho_{-1,-1}(0) \quad (35)$$

The asymmetry in the β -decay, defined as the difference between the detected electron intensity at 0 and 180 degrees with respect to the Z-axis, is thus proportional to the difference in the population probability of the $m=1$ level before and after the level mixing interaction:

$$\begin{aligned} W(0, \tau) - W(180, \tau) &= -\sqrt{\frac{3}{2}} A_1 [\rho_{11}(\tau) - \rho_{11}(0)] \\ &= \sqrt{\frac{3}{8}} A_1 [\rho_{11}(0) - \rho_{00}(0)] L_{10}\left(\tau, \frac{E_1 - E_0}{2W_{10}}\right) \end{aligned} \quad (36)$$

Using expression (29) we find that the asymmetry is proportional to the initial population difference between the mixing $m=0$ and $m=1$ levels. This shows that even if only alignment is present, and $p(1)=p(-1)$, it is still possible to measure an asymmetry in the LMR.

V. CONCLUSION

In this course we have given a few examples of hyperfine interaction methods that allow measuring the nuclear magnetic and quadrupole moment of short-lived nuclei or isomers. The typical regions of applicability of each of the methods has been discussed, and some examples have been given.

In the second section of the course, the mathematical formalism to describe the resonances due to the nuclear level mixing interaction has been derived. Some features of the resonances are discussed. The formalism has recently been further developed to include also the NMR interaction. An approximate solution is described in reference 55, and an exact solution will be published in near future.

I did not include experimental examples in this notes, because they can be found in several publications, as given in the reference list and mentioned at several places in the text.

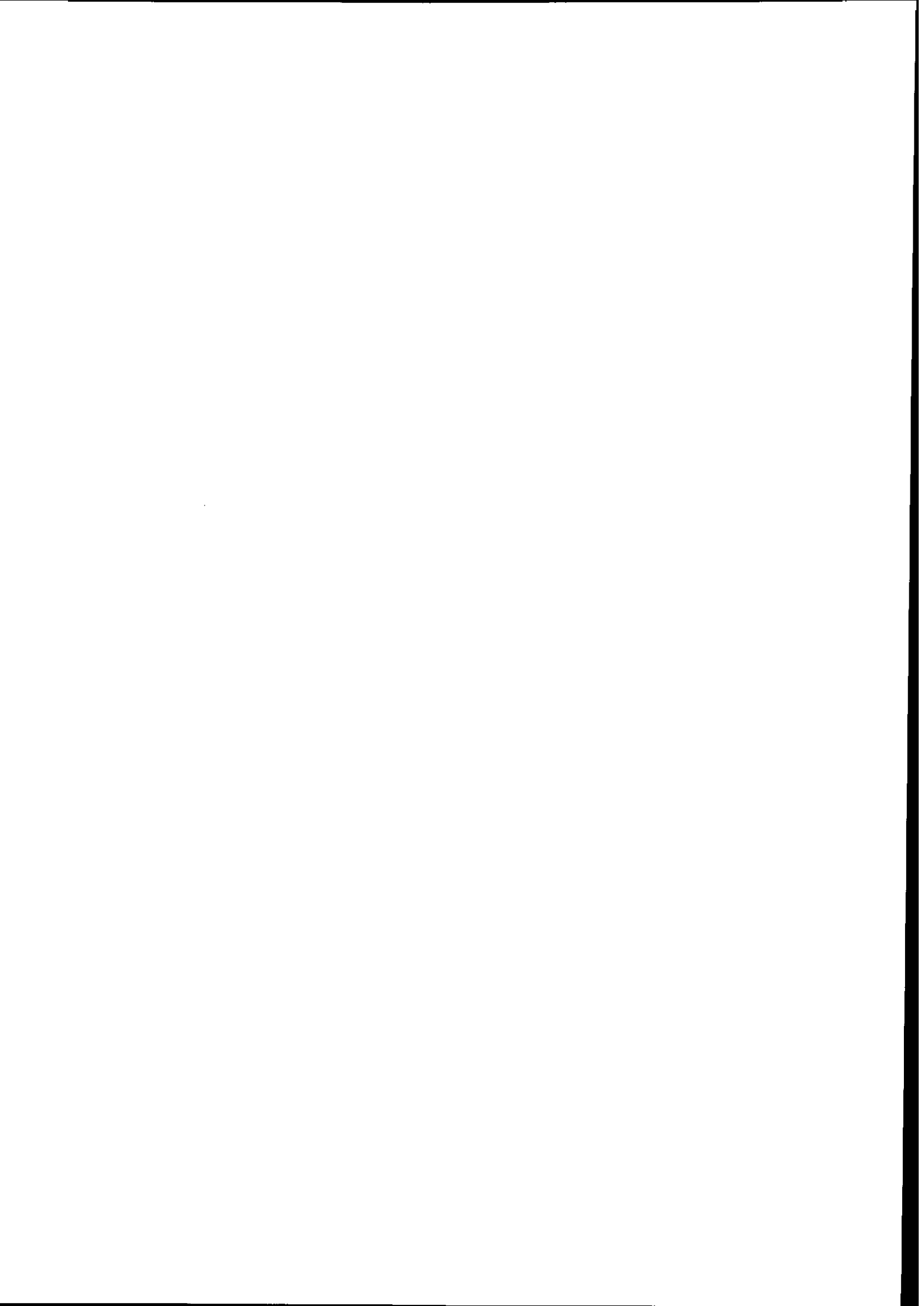
REFERENCES

- 1) Proc. Int. Conf. On « Nuclear Moments and Nuclear Structure », 1972, Physical Society of Japan, Ed. H. Horis, K. Sugimoto
- 2) H.E. Mahnke, Hyp. Int. 34 (1987) 47, G. Neyens et al., Nucl. Phys. A625 (1997) 668

- 3) I. Tanihata et al., Proc. 1st Int. Conf. On Radioactive Nuclear Beams 1989, Ed. W.D. Myers, J.M. Nitschke, E.B. Norman, World Scientific, p. 429
- 4) T. Motobayashi et al., Phys. Lett. B346 (1995) 9, E. Caurier et al., Phys. Rev. C 58 (1998) 2033
- 5) R. Broda et al., Phys. Rev. Lett. 74 (1995) 868, R. Grzywacz et al., Phys. Rev. Lett. 81 (1998) 766
- 6) H. Morinaga and T. Yamazaki, In beam Gamma-Ray Spectroscopy, North Holland Publishing Company (Amsterdam, New York, Oxford), 1976
- 7) Proc. 13th Int. Conf. On Electromagnetic Isotope Separators (EMIS), Eds. G. Munzenberg, H. Geissel, C. Scheidenberger, 1997
- 8) B.M. Sherrill, Proc. of the 2nd Radioactive Nuclear Beam conference 1991, Ed. Th. Delbar
- 9) R. Grzywacz et al., Phys. Lett. B 355 (1995) 439
- 10) M. Hass et al., Proc. 1st Int. Conf. On Radioactive Nuclear Beams, Ed. W. Myers, J.M. Nitschke, E. B. Norman, World Scientific, p.193
- 11) R.M. Steffen and K. Alder, "The Electromagnetic Interaction in Nuclear Spectroscopy" (North Holland, Amsterdam, 1975) 505
- 12) D.M. Brink and G.R. Satchler, Angular Momentum, Clarendon Press (Oxford), 1961
- 13) "Low Temperature Nuclear Orientation", Eds. Postma and N.J. Stone, North Holland (Amsterdam), 1986
- 14) C. Wu et al., Phys. Rev. C105 (1957) 1413
- 15) F.D. Correll et al., Phys. Rev. C 28 (1983) 862
- 16) M. Lindroos et al., Nucl. Instr. And Meth. In Phys. Res. A361 (1995) 53
- 17) U. Kopf et al., Z. Phys. 226 (1969) 297, E. Arnold et al., Phys. Lett. B. 197 (1987) 311
- 18) E. Arnold et al., Z. Phys. A 331 (1988) 295
- 19) P.A. Butler and P.J. Nolan, Nucl. Instr. And Meth. 190 (1981)283
- 20) H. Morinaga and T. Yamazaki, "In-beam gamma-ray spectroscopy", 1976
- 21) K. Asahi et al., Phys. Rev. C43 (1991) 456
- 22) K. Asahi et al., Phys. Lett. B 251 (1990) 488
- 23) H. Ueno et al., Phys. Rev. C53 (1996) 2142
- 24) P.F. Mantica et al., Phys. Rev. C55 (1997) 2501
- 25) G. Neyens et al., Phys. Lett. B393 (1997) 36
- 26) M. Schafer et al., Phys. Rev. C 57 (1998) 2205

- 27) E. Matthias et al., Phys. Rev. A4 (1971) 1626
- 28) E.N. Kaufmann, R.J. Vianden, Rev. Mod. Phys. 51 (1979) 161
- 29) M. Keim et al., Hyp. Int. 97/98 (1995) 543, E. Arnold et al., Phys. Lett. B(1992) 16
- 30) K.L.G Heyde, The Nuclear Shell Model, Springer-Verlag, Berlin Heidelberg, New York, London, Paris, Tokyo, Hong Kong, Barcelona, 1990
- 31) T. Minamisono et al., Phys. Rev. Lett. 69 (1992) 2058.
- 32) A. Iordachescu et al., Phys. Lett. B48 (1974) 28
- 33) R. Brenn et al., Nucl. Phys. A265 (1976) 35
- 34) K. Bonde Nielsen et al., J. Phys. C17 (1984) 3519
- 35) W.D. Schmidt-Ott et al., Z. Phys. A350 (1994) 215
- 36) G. Neyens and M. Hass, GANIL proposal E322 (PAC january 1999)
- 37) G. Goldring and M. Hass, Treatise on Heavy Ion Science, Ed. DA. Bromley, Vol3, 539
- 38) G. Neyens et al., Nucl. Instr. And Meth. In Phys. Res. A340 (94) 555-563
- 39) T. Minamisono et al., Nucl. Phys. A516 (1990) 365
- 40) H. Izumi et al., Phys. Lett. B366 (1996) 51
- 41) I.I. Sobelman, "Atomic Spectra and Radiative Transitions" (Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1979)
- 42) E. Matthias et al, Phys. Rev. 125 (1962) 261
- 43) I. Tanihata et al., Physics Letters 67B (1977) 392
- 44) S. Shibuya et al., Hyp. Int. 14 (1983) 315
- 45) R. Coussement et al., Hyp. Int. 23 (1985) 273
- 46) P. Put et al., Hyp. Int. 22 (1985) 131
- 47) G. Scheveneels et al., Hyp. Int. 52 (1989) 257
- 48) R. Coussement et al., Phys. Lett. 97A (1983) 301
- 49) P. Put et al., Phys. Lett. 103A (1984) 151
- 50) F. Hardeman et al., Hyp. Int. 59 (1990) 13
- 51) F. Hardeman et al., Phys. Rev. C43 (1991) 130, G. Scheveneels et al., Phys. Rev. C43 (91) 2560,2566
- 52) F. Hardeman et al., Phys. Rev. C43 (1991) 514
- 53) G. Neyens et al., Nucl. Phys. A 555 (1993) 629-642

- 54) G. Neyens et al., Nucl. Instr. And Meth. A 340 (1994) 555-563
- 55) N. Coulier et al., Phys. Rev. C 59 (1999) 1935
- 56) G. Neyens et al., Physical Review Letters 82 (1999) 497-500
- 57) G. Goldring and M. Hass, Treaties on Heavy Ion Science, Ed. D.A. Bromley (Plenum Press) Vol. 3, p 539, C.P. Slichter in "Principles of Magnetic Resonance", eds. M. Cardona, P. Fulde, H.-J. Queisser (Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York, 1978)
- 58) D. Riegel, Physica Scripta 11 (1975) 228, G. Neyens et al., Phys. Rev. C 49 (1994) 645-649
- 59) K. Korringa, Physica XVI (1950) 601
- 60) Any basic quantum mechanics book, ex. S. Gasiorowicz, Quantum Physics, John Wiley & Son, New York, Chichester, Brisbane, Toronto, Singapore, 1974
- 61) P. Put, Ph. D. thesis University of Leuven, 1986, unpublished
- 62) K. Asahi et al., Nuclear Physics A588 (1995) 135c
- 63) K. Asahi et al., Proc. Second Int. Conf. On Radioactive Nuclear Beams, LLN, 1991



COUPLAGE NOYAU - CHAMP ELECTROMAGNETIQUE

De la mesure à son interprétation

Marie-Geneviève PORQUET
CSNSM - Bât 104-108 - F-91405 ORSAY Campus

RESUME

La mesure des réponses d'un noyau à un champ électromagnétique nous permet d'accéder à des informations fondamentales sur sa structure interne par l'intermédiaire d'éléments de matrice de transition ou de moments multipolaires. Leurs valeurs mesurées dépendent à la fois de propriétés individuelles, telles que les orbites occupées par les particules de valence, et de comportements collectifs. L'accès à ces informations nécessite donc l'utilisation de modèles. Sont discutées dans ce cours les propriétés électromagnétiques des noyaux dans le cadre de modèles à particules indépendantes dans un potentiel sphérique, puis de modèles macroscopiques décrivant la vibration d'un noyau autour d'une forme sphérique ou la rotation d'un noyau déformé.

ABSTRACT

Fundamental information on internal structure of nuclei can be provided from electromagnetic transition matrix elements or static electric and magnetic moments. The measured values depend of both individual properties, as orbits occupied by valence nucleons, and collective behaviours. Numerous models are used to extract such information. This lecture describes electromagnetic properties of nuclei in the framework of several simple models, from single particle motion (independent particles moving in a spherical potential), to collective motions (vibration around a spherical shape and rotation of a deformed nucleus).

I- INTRODUCTION

Les propriétés statiques et dynamiques des noyaux atomiques sont étudiées expérimentalement en utilisant diverses sondes : on observe la réponse à l'interaction sonde-noyau. En pratique, on mesure des éléments de matrice du type : $|M_\alpha|^2 = |\langle \psi_f | h_\alpha | \psi_i \rangle|^2$, où h_α est l'hamiltonien de l'interaction, ψ_i et ψ_f sont les fonctions d'onde initiale et finale du système. Il n'y a, a priori, aucune raison de se limiter dans le choix du type d'interaction, interaction forte, interaction électromagnétique, interaction faible : elles donnent, chacune, des informations complémentaires. L'interaction électromagnétique a le grand avantage d'être très bien connue. Ainsi les valeurs mesurées des éléments de matrice vont donner directement accès à des informations sur les fonctions d'onde des états nucléaires.

Dans ce cours, vont être discutées diverses méthodes utilisées pour extraire et interpréter ces informations à partir de mesures (i) de moments multipolaires de type électrique ou magnétique (élément de matrice diagonal : $\psi_i = \psi_f$), (ii) d'éléments de matrice de transition de type électrique ou magnétique, entre un état initial et un état final. Les méthodes expérimentales utilisées sont discutées dans les autres cours.

II- QUELQUES RAPPELS ET DEFINITIONS

II-1 Moments multipolaires

Toute distribution de charges électriques et de courants (comme le noyau atomique) produit des champs électriques et magnétiques, dont les variations avec la distance au centre de la distribution sont caractéristiques de la répartition spatiale. Par exemple, dans le cas particulier où la distribution de charges électriques est ponctuelle, la dépendance spatiale du champ électrique produit est en $1/r^2$; ou encore, un dipôle électrique donne un champ dont la dépendance spatiale est en $1/r^3$.

D'une manière générale, le champ électrique produit par une distribution quelconque de charges peut être décomposé sur la base des fonctions $1/r^n$, chacun des coefficients étant proportionnel au moment multipolaire électrique correspondant. Le moment monopolaire (ordre $\lambda = 0$), qui n'est rien d'autre que la charge totale, intervient dans le terme en $1/r^2$; le moment dipolaire D (ordre $\lambda = 1$) intervient dans le terme en $1/r^3$, quant au terme en $1/r^4$, il est proportionnel au moment quadrupolaire Q (ordre $\lambda = 2$). Il en est de même pour la décomposition du champ magnétique.

Les distributions de charges et de courants les plus simples donnent seulement naissance aux ordres multipolaires les plus bas : tous les autres ordres sont nuls. Chaque moment multipolaire a une parité, déterminée par le comportement de l'opérateur associé quand on change r en $-r$. Ainsi, la parité du moment électrique d'ordre λ est $(-1)^\lambda$; celle du moment magnétique d'ordre λ est $(-1)^{\lambda+1}$.

Les valeurs des moments multipolaires statiques (caractérisant un état quantique du noyau) sont obtenues en calculant la valeur moyenne du moment multipolaire \mathcal{M} dans l'état ψ , c'est-à-dire une intégrale de la forme $\int \psi^* \mathcal{M} \psi d^3\vec{r}$. Si l'état nucléaire ψ a une parité déterminée (positive ou négative), ce qui implique que le produit $\psi^* \psi$ soit pair, alors la fonction à intégrer sur tout l'espace a la parité du moment multipolaire : ainsi les valeurs moyennes de tous les moments multipolaires impairs sont strictement nulles. C'est la raison pour laquelle la valeur du dipôle électrique statique est nul dans la majorité des cas, puisque la parité est, en règle générale, bon nombre quantique. L'exception concerne les noyaux dont la distribution de charge ne posséderait pas la symétrie droite-gauche (symétrie miroir), la discussion de l'existence de ce type de déformation sera développée plus loin.

II-2 Opérateurs multipolaires électriques et magnétiques

Les opérateurs multipolaires électriques et magnétiques, d'ordre λ, μ , s'expriment sous forme de produit d'une fonction de Bessel d'ordre λ , contenant la dépendance radiale (r) et dépendant également du vecteur d'onde du photon k , et d'une fonction "harmonique sphérique" d'ordre λ, μ , contenant la dépendance angulaire (θ, ϕ).

Puisque la longueur d'onde des rayonnements gammas considérés est bien supérieure aux dimensions du noyau, on peut développer les fonctions de Bessel au premier ordre, $j_\lambda(kr) \approx \frac{(kr)^\lambda}{(2\lambda + 1)!!}$.

Ainsi les dépendances radiales et angulaires des opérateurs multipolaires électriques et magnétiques qui vont intervenir dans les intégrales du type $\int \psi^* \mathcal{M} \psi d^3\vec{r}$, sont des fonctions de $r^\lambda Y_{\lambda\mu}(\theta, \phi)$.

II-3 Eléments de matrice réduits

a- définition

Le calcul des éléments de matrice de transition de type électrique ou magnétique, entre un état initial de fonction d'onde ψ_i et un état final de fonction d'onde ψ_f met en jeu une intégrale de la forme $\int \psi_f^* \mathfrak{M} \psi_i d^3\vec{r}$. En d'autres termes, partant d'un état initial $|\alpha_i; J_i M_i\rangle$, état propre de moment angulaire avec la valeur propre J_i , de projection M_i (α_i représentant tous les autres nombres quantiques caractérisant l'état initial) et arrivant sur l'état final $|\alpha_f; J_f M_f\rangle$, l'élément de matrice du moment M de caractère σ (électrique ou magnétique) et d'ordre $\lambda \mu$ (avec $\mu \leq \lambda$), s'écrit $\langle \alpha_f; J_f M_f | \mathfrak{M}(\sigma \lambda \mu) | \alpha_i; J_i M_i \rangle$.

On appelle **élément de matrice réduit**, la sommation des carrés des éléments de matrice sur les projections M_f , M_i et μ (en conservant $M_f = M_i + \mu$), c'est-à-dire la quantité $B(\sigma \lambda; J_i \rightarrow J_f)$ définie par

$$B(\sigma \lambda; J_i \rightarrow J_f) = \sum_{M_f, \mu} \left| \langle \alpha_f; J_f M_f | \mathfrak{M}(\sigma \lambda \mu) | \alpha_i; J_i M_i \rangle \right|^2$$

ce qui donne, après application du théorème de Wigner-Eckart,

$$B(\sigma \lambda; J_i \rightarrow J_f) = \frac{1}{2J_i + 1} \left| \langle \alpha_f || \mathfrak{M}(\sigma \lambda) || \alpha_i \rangle \right|^2$$

b- relation avec la probabilité de désexcitation

Les éléments de matrice réduits peuvent être mesurés grâce à l'interaction coulombienne, par exemple : la valeur mesurée de la section efficace d'excitation coulombienne donne celle de l'élément de matrice réduit recherché (voir le cours de J. Kiener).

On peut également obtenir l'information recherchée par l'intermédiaire de la probabilité d'émission spontanée : le noyau, dans un état initial d'excitation (caractérisé par les nombres quantiques $|\alpha_i; J_i M_i\rangle$) émet un rayonnement d'énergie $\hbar\omega$, de caractère σ (électrique ou magnétique), d'ordre multipolaire λ , et se retrouve, après émission, dans un état final $|\alpha_f; J_f M_f\rangle$.

La probabilité d'émission est proportionnelle à l'énergie de la transition élevée à la puissance $2\lambda+1$ ainsi qu'à l'élément de matrice réduit (voir le cours de Ch. Leclercq-Willain). Elle s'écrit sous la forme :

$$T_{if}(\sigma \lambda) = \frac{8\pi(\lambda+1)}{\lambda[(2\lambda+1)!!]^2} \frac{1}{\hbar} \left(\frac{\omega}{c} \right)^{2\lambda+1} B(\sigma \lambda; J_i \rightarrow J_f)$$

La probabilité d'émission T_{if} , qui a la dimension de l'inverse d'un temps (son unité est s^{-1}), est reliée à la durée de vie du niveau émetteur. Considérons un niveau de demi-vie $T_{1/2}$ ayant plusieurs chemins de désexcitation. Soit P_{tot} la probabilité de désexcitation totale, la demi-vie est, par définition,

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{P_{tot}} \text{ et inversement } P_{tot} = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} = \sum_f T_{if}(\sigma \lambda \mu). \text{ Soit } R_f(\sigma \lambda) \text{ le rapport de branchement de la}$$

transition gamma considérée (la somme de tous les rapports de branchement étant normalisée à 1),

$$\text{alors } T_{if} = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} R_f(\sigma \lambda).$$

Le tableau 1 donne les formules liant les probabilités de transition $T(\sigma \lambda)$ et les probabilités de transition réduites $B(\sigma \lambda)$.

Remarque : Les valeurs des probabilités de transition réduite entre deux états dépendent du sens de

$$\text{la transition, } B(\sigma \lambda; J_a \rightarrow J_b) = \frac{2 J_b + 1}{2 J_a + 1} B(\sigma \lambda; J_b \rightarrow J_a).$$

Tableau 1

Probabilités de transition $T(\sigma \lambda)$, en s^{-1} , et probabilités de transition réduites $B(\sigma \lambda)$,
(les unités de $B(E\lambda)$ sont $e^2 \text{fm}^{2\lambda}$ et celles de $B(M\lambda)$ sont $\mu_N^2 \text{fm}^{2\lambda-2}$; les énergies de transition gamma sont en MeV)

$T(E1) = 1.59 \cdot 10^{15} (E_\gamma)^3 B(E1) \quad \quad T(M1) = 1.76 \cdot 10^{13} (E_\gamma)^3 B(M1)$
$T(E2) = 1.22 \cdot 10^9 (E_\gamma)^5 B(E2) \quad \quad T(M2) = 1.35 \cdot 10^7 (E_\gamma)^5 B(M2)$
$T(E3) = 5.67 \cdot 10^2 (E_\gamma)^7 B(E3) \quad \quad T(M3) = 6.28 \cdot 10^0 (E_\gamma)^7 B(M3)$
$T(E4) = 1.69 \cdot 10^{-4} (E_\gamma)^9 B(E4) \quad \quad T(M4) = 1.87 \cdot 10^{-6} (E_\gamma)^9 B(M4)$
$B(E1) = 6.29 \cdot 10^{-16} (E_\gamma)^{-3} T(E1) \quad \quad B(M1) = 5.68 \cdot 10^{-14} (E_\gamma)^{-3} T(M1)$
$B(E2) = 8.20 \cdot 10^{-10} (E_\gamma)^{-5} T(E2) \quad \quad B(M2) = 7.41 \cdot 10^{-8} (E_\gamma)^{-5} T(M2)$
$B(E3) = 1.76 \cdot 10^{-3} (E_\gamma)^{-7} T(E3) \quad \quad B(M3) = 1.59 \cdot 10^{-1} (E_\gamma)^{-7} T(M3)$
$B(E4) = 5.92 \cdot 10^3 (E_\gamma)^{-9} T(E4) \quad \quad B(M4) = 5.35 \cdot 10^5 (E_\gamma)^{-9} T(M4)$

III- NOYAUX SPHERIQUES : MODELES A UNE PARTICULE

III-1 Généralités sur le potentiel central

On va chercher à obtenir des expressions simples pour évaluer les moments multipolaires et les probabilités de transition réduites. La première approximation consiste à considérer le cas extrême où le moment multipolaire ainsi que la transition électromagnétique ne seraient dus qu'au mouvement d'un seul nucléon, les autres nucléons du noyau restant spectateurs. Ainsi les fonctions d'onde nécessaires à l'évaluation de l'intégrale ne concernent plus qu'un seul nucléon.

En supposant que le nucléon se meut dans un potentiel central (cas d'un noyau sphérique), le moment angulaire orbital du nucléon est bon nombre quantique. Ainsi les fonctions propres, caractérisés par $|\alpha; LJM\rangle$, ont une partie angulaire très simple, la fonction harmonique sphérique $Y_{LM}(\theta, \varphi)$; quant à la fonction donnant la partie radiale, $R_{\alpha LJM}(r)$, elle dépend explicitement de la forme du potentiel utilisé. Plusieurs choix vont être discutés dans les paragraphes suivants.

III-2 Calcul du moment dipolaire magnétique

Considérons un nucléon sur une orbite du modèle en couches et calculons son moment dipolaire magnétique μ qui, par définition, est la valeur moyenne de l'opérateur dipolaire magnétique dans l'état $M = J$. Cet opérateur comprend deux termes, celui associé au mouvement orbital (on assimile l'orbite à une boucle circulaire de courant) et celui associé au mouvement intrinsèque : $\bar{\mu} = g_l \bar{\ell} + g_s \bar{s}$, où g_l est le facteur gyromagnétique orbital ($g_l = 1$ pour un proton et $g_l = 0$ pour un neutron) et g_s est le facteur gyromagnétique de spin ($g_s = +5.5855$ pour un proton libre et $g_s = -3.82629$ pour un neutron libre ; on dénote généralement ces valeurs par le sigle, $g_s(\text{free})$).

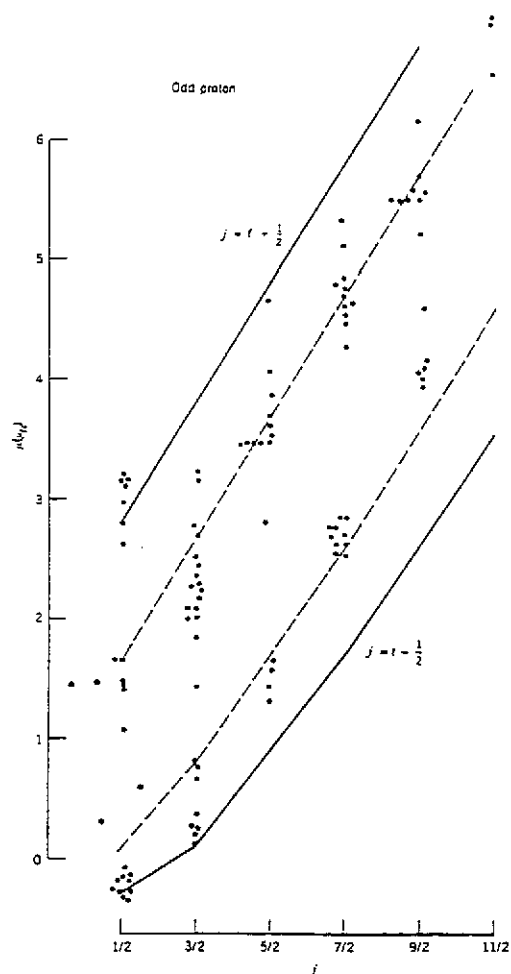
Le calcul ne nécessite pas la connaissance de la partie radiale de la fonction d'onde du nucléon, il n'utilise que le fait que l'orbite du modèle en couche est fonction propre des opérateurs L^2 , S^2 et J^2 . On obtient le résultat suivant, l'unité étant le magnéton nucléaire, $\mu_N = e\hbar/2m_N$:

$$\text{si } j = \ell + 1/2 : \langle \mu \rangle = [g_l(j - 1/2) + 1/2 g_s] \mu_N$$

$$\text{si } j = \ell - 1/2 : \langle \mu \rangle = \frac{1}{j+1} [g_l j(j + 3/2) - 1/2 g_s] \mu_N$$

Ces deux fonctions, connues sous le nom de "lignes de Schmidt", sont représentées sur la figure 1, en utilisant les valeurs des facteurs gyromagnétiques de spin des nucléons "libres", $g_s(\text{free})$ (lignes en trait plein), pour le cas des noyaux impairs en proton. Les points expérimentaux sont beaucoup plus proches des valeurs calculées si on utilise $g_s = 0.6 g_s(\text{free})$ (lignes en tirets); cela indique l'influence du milieu nucléaire sur les propriétés de spin des nucléons.

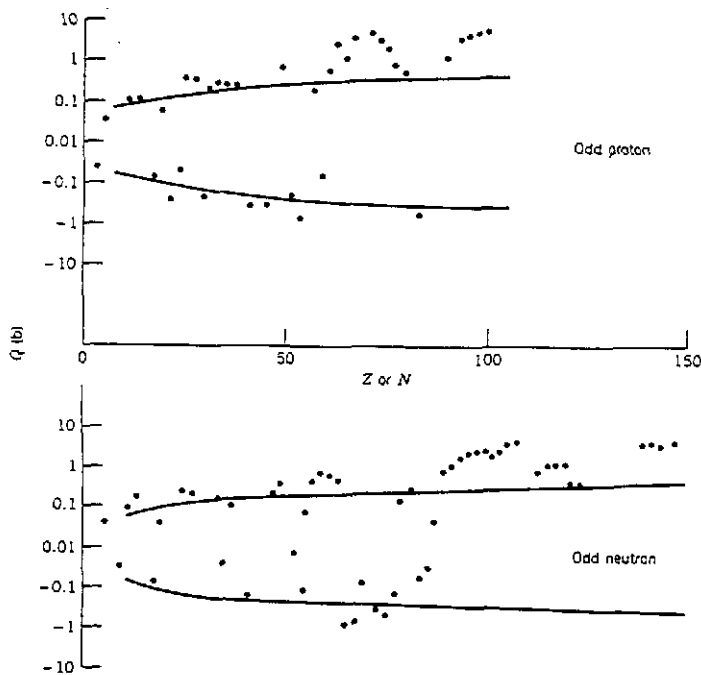
figure 1 : Comparaison des valeurs expérimentales des moments dipolaires magnétiques (points) et des valeurs théoriques, lignes de Schmidt calculées avec $g_s(\text{free})$ (lignes en trait plein) et avec $0.6g_s(\text{free})$ (lignes en tirets).



III-3 Calcul du moment quadrupolaire électrique

Considérons un seul nucléon sur une orbite du modèle en couches : son mouvement engendre un moment quadrupolaire électrique, même si le potentiel possède une symétrie sphérique (seule une couche pleine retrouve une distribution de charge à symétrie sphérique, de moment quadrupolaire électrique nul). Le moment quadrupolaire électrique est la valeur moyenne de l'opérateur $(3z^2 - r^2)$ dans l'état $M=J$. L'orbite associée à cet état est proche du plan (x,y) , puisque la valeur de M , projection du moment angulaire sur l'axe z , est maximum. Ainsi, la valeur moyenne de z^2 est nulle et le moment quadrupolaire électrique est proportionnel à la valeur moyenne du carré du rayon de l'orbite : $Q_{sp} = -\frac{2J-1}{2(J+1)} \langle r^2 \rangle$. L'évaluation de ce moment nécessite donc la connaissance de la

partie radiale de la fonction d'onde du nucléon. L'hypothèse la plus simplificatrice consiste à supposer que la probabilité de présence du nucléon en chaque point à l'intérieur du noyau est indépendante de



sa localisation, c'est-à-dire que la fonction radiale $R_{\alpha LJM}(r)$ est constante à l'intérieur du noyau et est nulle à l'extérieur. Les valeurs obtenues pour Q_{sp} sont reportées, sur la figure 2, en trait plein. On peut remarquer que si ces estimations sont en accord avec certaines valeurs expérimentales (points), il existe des désaccords d'un facteur plus grand que 10.

figure 2 : Moments quadrupolaires électriques $Q = f(Z \text{ ou } N)$, comparaison des valeurs expérimentales (points) et des valeurs théoriques obtenues dans le modèle à une particule.

III-4 Estimations de Weisskopf

Passons maintenant aux estimations des probabilités de transition réduite faites par V. Weisskopf,

Partant de l'expression générale, $B(\sigma \lambda; J_i \rightarrow J_f) = \frac{1}{2 J_i + 1} |\langle \alpha_f || \mathcal{M}(\sigma \lambda) || \alpha_i \rangle|^2$ et considérant la

forme des opérateurs multipolaires, on peut constater que la partie angulaire des éléments de matrice à calculer s'exprime sous forme analytique à l'aide de produits de coefficients de Clebsch-Gordan ou de symboles "3j", puisque les états "i" et "f" du noyau sont états propres des moments angulaires L^2 , S^2 et J^2 . Pour le calcul de la partie radiale, l'approximation utilisée par V. Weisskopf est la même que

celle décrite au paragraphe précédent : la fonction d'onde du nucléon responsable de la transition γ est supposée constante à l'intérieur du noyau ($r < 1.2 A^{1/3}$) et nulle à l'extérieur.

Les résultats de ces estimations sont reportées dans la première partie du tableau 2. Il faut noter que ces calculs ont nécessité une information supplémentaire, puisque seul le moment angulaire du photon, λ , y figure explicitement, alors que l'expression générale dépend des valeurs de $J_i, L_i, J_f, L_f, \lambda$, par l'intermédiaire de coefficients de Clebsch-Gordan. Il a donc été imposé que l'état initial a un moment angulaire total $J_i = \lambda + 1/2$ (avec un moment orbital $L_i = \lambda$) et l'état final a un moment angulaire total $J_f = 1/2$ (avec un moment orbital $L_f = 0$) : ainsi le coefficient de Clebsch-Gordan mettant en jeu l'addition des trois vecteurs, L_i, λ, L_f , est toujours différent de 0. On discutera, aux paragraphes III-6b et c, la validité de cette simplification.

La seconde partie du tableau 2 donne les probabilités d'émission correspondantes, calculées à l'aide des relations données dans le tableau 1.

Tableau 2 :

Estimations de Weisskopf pour les éléments de matrice réduits $B_W(\sigma \lambda)$ (les unités de $B(E\lambda)$ sont $e^2 \text{fm}^{2\lambda}$ et celles de $B(M\lambda)$ sont $\mu_N^2 \text{fm}^{2\lambda-2}$) et pour les probabilités d'émission $T_W(\sigma L)$, en s^{-1} (les énergies de transition gamma sont en MeV)

$B_W(E1) = 6.45 \cdot 10^{-2} A^{2/3}$		$B_W(M1) = 1.79$	
$B_W(E2) = 5.94 \cdot 10^{-2} A^{4/3}$		$B_W(M2) = 1.65$	$A^{2/3}$
$B_W(E3) = 5.94 \cdot 10^{-2} A^2$		$B_W(M3) = 1.65$	$A^{4/3}$
$B_W(E4) = 6.29 \cdot 10^{-2} A^{8/3}$		$B_W(M4) = 1.75$	A^2

$T_W(E1) = 1.02 \cdot 10^{14} A^{2/3} (E_\gamma)^3$		$T_W(M1) = 3.12 \cdot 10^{13} (E_\gamma)^3$
$T_W(E2) = 7.23 \cdot 10^7 A^{4/3} (E_\gamma)^5$		$T_W(M2) = 2.21 \cdot 10^7 A^{2/3} (E_\gamma)^5$
$T_W(E3) = 3.37 \cdot 10^1 A^2 (E_\gamma)^7$		$T_W(M3) = 1.03 \cdot 10^1 A^{4/3} (E_\gamma)^7$
$T_W(E4) = 1.06 \cdot 10^{-5} A^{8/3} (E_\gamma)^9$		$T_W(M4) = 3.25 \cdot 10^{-6} A^2 (E_\gamma)^9$

On ne s'attend évidemment pas à ce que ces estimations de Weisskopf soient en véritable accord avec les résultats expérimentaux, du fait des approximations utilisées pour les obtenir. Mais leur dépendance en fonction de la taille des noyaux est correcte. Ainsi ces estimations vont servir d'unités pour exprimer les valeurs des probabilités de transition réduites, ce qui permettra de les comparer indépendamment de la masse des noyaux.

Le facteur F , défini par : $F = \frac{B_{\text{exp}}(\lambda)}{B_W(\lambda)} = \frac{T_{\text{exp}}(\lambda)}{T_W(\lambda)}$, donne la valeur de la probabilité de transition

réduite en unités Weisskopf (W.u. en anglais). F peut être soit inférieur à 1, on parle alors de facteur d'interdiction (en utilisant le terme "transition 1/F fois interdite"), soit supérieur à 1, on le nomme alors facteur d'accélération ...

III-5 Systématiques de probabilités de transition réduites

Des milliers de valeurs de probabilités de transition réduites E1 à E4 et M1 à M4, exprimées en unités Weisskopf, ont été comparées dans 3 régions de masse : A = 6-44 [En79a], A = 45-90 [En79b], A = 91-150 [En81]. Ces trois compilations ont permis de déterminer le domaine de variation des valeurs des probabilités et donc de donner les valeurs limites de ces valeurs. Inversement, ces limites peuvent être utilisées lorsqu'on cherche à éliminer des multipolarités possibles pour une transition dont on connaît la probabilité de transition réduite.

Tableau 3

Limites supérieures des valeurs des probabilités de transition réduites, exprimées en unités Weisskopf (Recommended Upper Limit, RUL) [NDS]

ordre	A = 6-44	A = 45-150	A > 150
E1	0.3	0.01	0.01
E2	100	300	1000
E3	100	100	100
E4	100	100	-
M1	10	3	2
M2	3	1	1
M3	10	10	10
M4	-	30	10

La figure 3 illustre le cas caractéristique des transitions E1 qui sont toujours très nettement retardées par rapport aux estimations. En ce qui concerne la région de masse A = 91-150 dont les résultats sont présentés sur la figure, le maximum de la distribution des valeurs des B(E1) est centrée sur $F = 10^{-4} - 10^{-5}$.

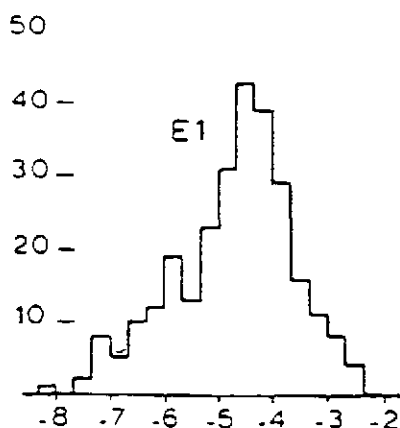


figure 3 : Distribution des valeurs de log F des transitions E1 de la région de masse A = 91-150

Les transitions M1 semblent mieux prédites : par exemple, pour la majorité des transitions de la région de masse A = 45-90, la distribution s'étend de $F = 10^{-2}$ à $F = 1$.

Ces comportements sont dus aux approximations effectuées pour estimer les probabilités de transition réduites. Est-ce que les nombres quantiques des états mis en jeu sont en accord avec la simplification

$J_i = \lambda + 1/2$ et $J_f = 1/2$? ou bien faut-il rejeter l'hypothèse de base, les transitions électromagnétiques ne sont dues qu'à un seul nucléon ?

III-6 Potentiels réalistes

L'objectif de paragraphe est de traiter le cas d'une particule célibataire de la façon la moins incorrecte possible, en utilisant les états propres d'un potentiel nucléaire assez réaliste, afin d'estimer si l'hypothèse de transition à une particule est justifiée ou non.

a- Rappel sur les états propres

Le potentiel nucléaire dont la dépendance radiale est la plus proche de la densité de charge (et de matière en supposant que la densité de neutron est identique à celle de proton) mesurée par diffusion

d'électrons est le potentiel de Woods-Saxon : $V_{WS}(r) = -\frac{V_0}{1 + \exp(\frac{r-R_0}{a})}$, où la profondeur du puits

est $V_0 \sim 50$ MeV, le rayon du noyau $R_0 = 1.2 A^{1/3}$ (fm) et le paramètre de diffusivité, $a \sim 0.5$ fm.

L'inconvénient de ce potentiel est que l'équation de Schrödinger correspondante n'admet pas de solutions analytiques. C'est la raison pour laquelle on lui préfère généralement le potentiel de

l'oscillateur harmonique, $V = V_0 + \frac{1}{2} M\omega^2 r^2$, auquel on ajoute un terme proportionnel à $-l^2$, afin que

les états propres aient un ordre en énergie comparable à celui obtenu avec le potentiel de Wood-

Saxon (on parle alors de potentiel d'oscillateur harmonique modifié). La valeur de la pulsation $\hbar\omega$

utilisée dans les calculs dépend de la masse du noyau : $\hbar\omega = 41 A^{-1/3}$ (MeV). Pour obtenir cette

dépendance, le rayon carré moyen de l'ensemble de A nucléons occupant les états propres du potentiel a été évalué et assimilé à la valeur empirique, $R = 1.2 A^{1/3}$ (fm).

La figure 4 donne le résultat obtenu avec ces divers potentiels.

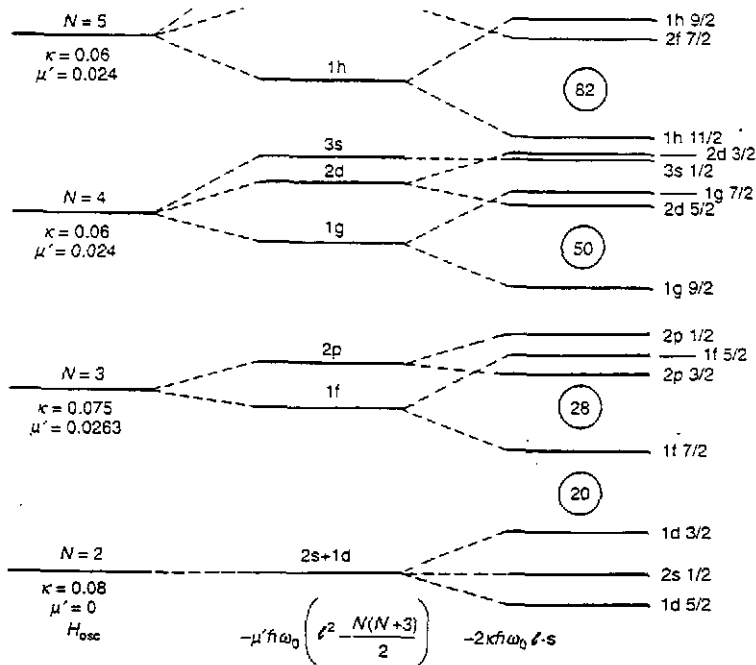


figure 4 : Etats propres de l'oscillateur harmonique simple (gauche), modifié (milieu), avec ajout du potentiel spin-orbite (droite).

Les états propres d'un potentiel nucléaire possédant la symétrie sphérique ont les bons nombres quantiques suivants : j , ℓ , m . Les fonctions propres ont une dépendance radiale, représentée par une fonction intitulée $R_{N,j\ell}(\rho)$, qui est plus ou moins réaliste suivant la forme du potentiel utilisé.

b- Facteurs d'interdiction des transitions E1

Pour comprendre la raison des grandes valeurs des facteurs d'interdiction des transitions expérimentales E1 par rapport aux estimations de Weisskopf, il faut regarder attentivement les états du modèle en couche donnés sur la figure 4. On y constate qu'à partir de 28 nucléons, chaque couche majeure (entre les nombres magiques) contient une sous-couche de parité opposée à celle des autres, car son énergie a été fortement abaissée par le potentiel spin-orbite. A priori, cette proximité en énergie de sous-couches de parités opposées devrait favoriser l'existence de transitions γ de type E1. Mais il convient également de considérer les nombres quantiques associés à ces sous-couches, en prenant en compte l'action de l'opérateur E1, qui ne peut changer le moment angulaire orbital du nucléon célibataire que d'une seule unité ($|L_i - L_f| \leq 1$) et qui ne peut pas changer l'orientation du spin intrinsèque ($S_i = S_f$).

Or le moment angulaire de la sous-couche intruse est $J = L+1/2$, alors que le moment angulaire maximum des sous-couches de parité normale est $J' = L' - 1/2 = L - 3/2$, une transition entre des états de ces deux sous-couches entraînerait à la fois un gap $\Delta L=2$ et un changement d'orientation du spin intrinsèque ("spin-flip"). Ainsi, il n'y a pas de transition E1 permise entre états de particules individuelles situés dans une couche majeure, c'est-à-dire d'énergie inférieure à $\hbar\omega$ (c'est-à-dire 11 MeV pour $A = 50$!); en d'autres termes, le coefficient de Clebsch-Gordan mettant en jeu l'addition des trois vecteurs, L_i , λ , L_f , (cf paragraphe III-4) est toujours nul.

En conclusion, les transitions E1 observées expérimentalement (qui n'ont jamais une énergie supérieure à quelques MeV) ne peuvent pas être des transitions à une seule particule, les autres nucléons restant spectateurs. Les probabilités de transition réduite expérimentales sont donc très mal prédites par ce modèle simple.

c- Facteurs d'interdiction des transitions M1

L'opérateur de transition M1 change l'orientation du spin intrinsèque, sans modifier la valeur du moment orbital. Dans chaque couche majeure, il existe des orbitales proches en énergie qui offrent cette possibilité : par exemple, dans la couche $N = 3$, les orbitales $p_{1/2}$ et $p_{3/2}$. En effet, la transition M1 observée dans ${}^{89}_{39}\text{Y}_{50}$, correspondant à $\pi p_{3/2} \rightarrow \pi p_{1/2}$, a une valeur de transition réduite bien décrite dans le cadre de l'approximation de Weisskopf, $B(M1; 1507 \text{ keV}) = 0.55 \mu_n^2 = 0.3 \text{ u.W.}$ La simplification effectuée pour le calcul des coefficients de Clebsch-Gordan est correcte, la valeur estimée un peu trop grande vient du calcul de l'intégrale radiale qui reste à améliorer.

L'autre transition M1 entre états individuels de cette couche majeure, $f_{5/2} \rightarrow p_{3/2}$, n'est pas permise puisque la différence entre les moments orbitaux est de $2\hbar$. Ainsi, dans ${}^{87}_{37}\text{Rb}_{50}$ où ces deux états individuels de proton ont été identifiés, la probabilité de transition correspondante a une valeur

beaucoup plus faible que l'estimation : $B(M1 ; 402 \text{ keV}) = 7.1 \cdot 10^{-3} \mu_n^2 = 4 \cdot 10^{-3} \text{ u.W.}$, ce qui revient à dire que la simplification effectuée pour le calcul des coefficients de Clebsch-Gordan est incorrecte. Ce n'est pas un cas isolé puisque dans chaque couche majeure, il existe un tel couple d'états individuels ($\Delta J = 1$, $\Delta L = 2$ et $\Delta S = 1$), entre lesquels la transition M1 est **interdite** : le tableau 4 donne plusieurs autres exemples de valeurs de probabilités de transition réduite M1 expérimentales beaucoup plus faibles que les estimations de Weisskopf.

Tableau 4 :

Exemples de probabilités de transition réduite M1, présentant une interdiction $\Delta L = 2$

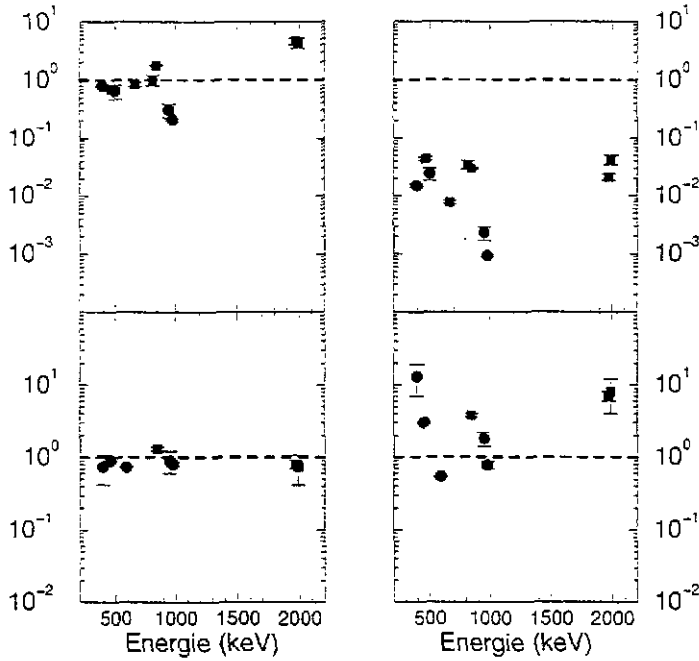
Noyau	Transition	$B_{\text{exp}}(M1) \text{ u.W.}$
^{39}K	$\pi s_{1/2} \rightarrow \pi d_{3/2}$	$1.8 \pm 0.5 \cdot 10^{-2}$
^{39}Ca	$\nu s_{1/2} \rightarrow \nu d_{3/2}$	$6.0 \pm 0.6 \cdot 10^{-3}$
^{57}Ni	$\nu f_{5/2} \rightarrow \nu p_{3/2}$	$1.4 \pm 0.2 \cdot 10^{-2}$
^{67}Zn	$\nu p_{3/2} \rightarrow \nu f_{5/2}$	$2.5 \pm 0.1 \cdot 10^{-3}$
^{207}Tl	$\pi s_{1/2} \rightarrow \pi d_{3/2}$	$1.3 \cdot 10^{-3}$
^{209}Pb	$\nu i_{11/2} \rightarrow \nu g_{9/2}$	$\sim 6 \cdot 10^{-3}$
^{209}Bi	$\pi f_{7/2} \rightarrow \pi h_{9/2}$	$2.1 \cdot 10^{-3}$

IV- NOYAUX SPHERIQUES : CALCULS AVEC MELANGES DE CONFIGURATIONS

Dans le cadre du modèle en couches avec mélange de configurations (Shell Model, **SM** ; voir le cours de A. Poves, Ecole Joliot-Curie, 1997), les états excités des noyaux légers sont calculés en considérant toutes les configurations possibles pour tous les nucléons extérieurs à un cœur inerte, le mélange de configurations provenant d'interactions résiduelles paramétrisées une fois pour toutes, dans chaque zone de masses.

Voici les exemples de $^{25}_{13}\text{Al}_{12} - ^{25}_{12}\text{Mg}_{13}$ et $^{33}_{17}\text{Cl}_{16} - ^{33}_{16}\text{S}_{17}$, le cœur inerte étant $^{16}_8\text{O}_8$ et les 4 ou 5 nucléons de valence ($A = 25$) et les 8 ou 9 nucléons de valence ($A = 33$) occupent les trois sous-couches $s_{1/2}$, $d_{3/2}$ et $d_{5/2}$. Diverses transitions M1 et E2 ont été mesurées dans ces quatre noyaux : les valeurs des probabilités de transition réduite sont présentées, en unités Weisskopf, en fonction de leur énergie, sur les deux dessins de droite de la figure 5. On peut constater une grande diversité dans les valeurs numériques qui s'étendent sur environ deux ordres de grandeur : ainsi, on peut difficilement prédire une valeur pour une transition non mesurée. Par contre, les valeurs issues du calcul du modèle en couches avec mélange de configurations (SM) sont très proches des valeurs expérimentales : les deux dessins de gauche illustrent ce bon accord, les rapports $B_{\text{exp}} / B_{\text{SM}}$ sont tous compris dans l'intervalle [0.3 - 3].

Ce type de calcul a été utilisé pour obtenir les valeurs de probabilités de transition réduite de plusieurs transitions dans les isotopes impairs-impairs voisins, $^{26}_{13}\text{Al}_{13}$ et $^{34}_{17}\text{Cl}_{17}$, dont la mesure expérimentale est extrêmement difficile mais qui sont nécessaires à la prédiction de la modification de



la vie moyenne de ces isotopes lorsqu'ils sont placés dans un bain de photons, présent dans le milieu stellaire à haute température [Co99].

figure 5 : Rapport des valeurs expérimentales et calculées des probabilités de transitions réduites dans les 4 noyaux $^{25}_{13}\text{Al}_{12}$, $^{25}_{12}\text{Mg}_{13}$, $^{33}_{17}\text{Cl}_{16}$ et $^{33}_{16}\text{S}_{17}$, en fonction de l'énergie de la transition : transitions M1 (en haut), transitions E2 (en bas), valeurs théoriques SM (à gauche), estimations Weisskopf (à droite).

De plus, une des transitions à évaluer dans ^{26}Al est de multipolarité M3. On peut voir, sur la figure 6, que, là encore, les estimations de Weisskopf ne donnent pas un résultat très précis. En effet, dans la zone des noyaux légers qui nous intéressent, le facteur d'interdiction F_W (c'est l'inverse du facteur F défini au paragraphe III-4) varie de 3 ordres de grandeur : de 10^{-1} pour ^{24}Na à 10^2 pour ^{38}Cl . Un calcul réaliste s'imposait donc pour avoir une estimation mieux définie de la valeur de la probabilité de transition réduite de la transition M3 de ^{26}Al : le calcul SM donne une valeur de $B(\text{M3})$ proche de celle de ^{24}Na , valeur qui a donc été utilisée dans la référence [Co99].

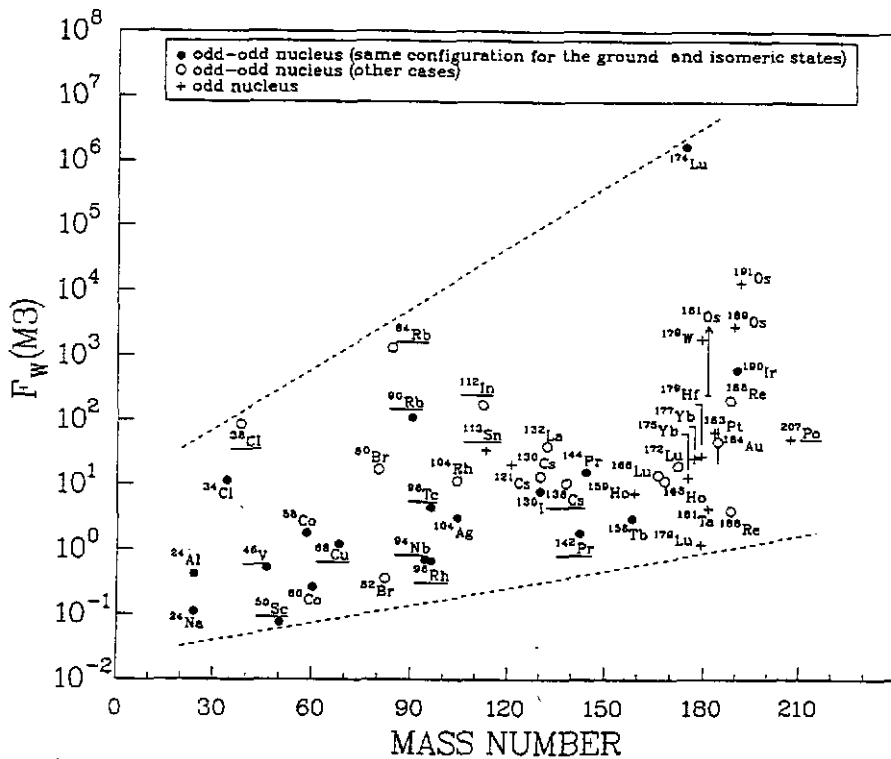


figure 6 : Facteur d'interdiction $F_W (= B_W / B_{\text{exp}})$ de toutes les transitions M3 connues [Ro98]

V- NOYAUX DEFORMES : MODELES COLLECTIFS

Dans plusieurs régions de masse, l'observation de grandes valeurs du moment quadrupolaire électrique ainsi que le spectre des niveaux excités proche de celui d'un rotor quantique s'expliquent si le noyau possède une déformation, c'est-à-dire une distribution de matière qui n'a pas la symétrie sphérique.

V-1 Descriptions de la forme nucléaire

Il existe un grand nombre d'approches possibles pour décrire une distribution de matière chargée qui n'a pas la symétrie sphérique. La plus simple consiste à considérer le noyau comme un corps **classique** dont la forme est assimilable à un ellipsoïde, de révolution ou non, pour laquelle on sait évaluer les divers moments multipolaires. Les paramètres définissant cet ellipsoïde sont alors déterminés à partir des valeurs mesurées d'un ou plusieurs moments multipolaires. Cette approche reste purement descriptive et classique, elle ne permet pas d'aborder le problème quantique.

Pour cela, on peut utiliser les deux potentiels phénoménologiques cités dans le paragraphe précédent, qui doivent être modifiés pour prendre en compte la perte de la symétrie sphérique. Cela équivaut à :

♦ une dépendance du rayon vecteur des points de la surface en fonction des coordonnées angulaires,

$$R(\theta, \varphi); \text{ ainsi le potentiel de Wood-Saxon s'écrit : } V_{WS}(r, \theta, \varphi) = - \frac{V_0}{1 + \exp\left[\frac{r - R(\theta, \varphi)}{a(\theta, \varphi)}\right]}$$

♦ une dépendance de la pulsation ω en fonction des coordonnées angulaires ; ainsi le potentiel harmonique devient anisotrope et s'écrit $V = V_0 + \frac{1}{2} M [\omega_x^2 x^2 + \omega_y^2 y^2 + \omega_z^2 z^2]$, en coordonnées cartésiennes.

a- cas d'un ellipsoïde classique

L'équation cartésienne d'un ellipsoïde classique s'écrit $\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} + \frac{z^2}{c^2} = 1$. La conservation du volume impose que le produit des valeurs des trois demi-axes, abc , soit égal à R^3 , avec $R = r_0 A^{1/3}$. On peut définir deux paramètres de déformation qui mesurent l'écart à la sphère de rayon R , une élongation β et l'asymétrie γ . Pour ce faire, on développe les demi-axes de l'ellipsoïde (en les renommant R_i) :

$$R_i = R \left[1 + \beta \sqrt{\frac{5}{4\pi}} \cos\left(\gamma - \frac{2\pi}{3} i\right) \right] \text{ avec } i = 1, 2, 3.$$

Si l'ellipsoïde admet un axe de symétrie ($\gamma = 0$), on choisit en général $a = b \neq c$. Le paramètre d'élongation β est alors fonction de la différence $c - a$ (en choisissant comme convention que la valeur de β associée à la forme "prolate", définie par $c > a$, est positive ; inversement pour la forme "oblate",

définie par $c < a$, la valeur de β est négative) : $\beta = \frac{4}{3} \sqrt{\frac{\pi}{5}} \left(\frac{c - a}{R} \right)$.

b- développement du rayon

Toute dépendance du rayon vecteur des points de la surface en fonction des coordonnées angulaires, $R(\theta, \varphi)$, peut être développée sur la base infinie des harmoniques sphériques (développement multipolaire). Ainsi, la longueur du rayon orienté vers la surface peut s'écrire :

$$R(\theta, \varphi; \alpha) = C(\alpha) r_0 A^{1/3} \left[1 + \sum_{\lambda=1}^{\max} \sum_{\mu=-\lambda}^{+\lambda} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta, \varphi) \right], \text{ où les paramètres } \alpha_{\lambda\mu} \text{ sont les paramètres de}$$

déformation et la constante $C(\alpha)$ permet d'assurer la conservation du volume du noyau déformé. Dans cette écriture, l'orientation du système d'axes est quelconque, la seule contrainte imposée est que son centre soit placé au centre de masse du noyau.

Alors, le premier terme du développement, les termes dipolaires $\alpha_{1\mu}$, correspondent à un déplacement du centre de masse. On peut le voir illustré sur la figure 7 : si on ne considère que le terme α_{10} , la forme du noyau est donnée par : $R = R_0(1 + \alpha_{10} Y_{10}) = R_0(1 + \alpha_{10}(3/4\pi)^{1/2} \cos \theta)$. Si α_{10} est faible on

peut voir que la sphère de rayon R_0 s'est seulement déplacée d'une distance $\alpha_{10}(3/4\pi)^{1/2}$. Si α_{10} est grand, alors une déformation du système s'ajoute au déplacement du centre de masse.

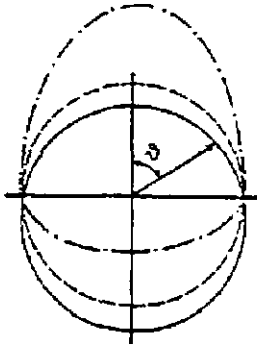


figure 7 : déplacement du centre de masse du noyau lorsque la déformation α_{10} est faible : le cercle initial de rayon R_0 (courbe en trait plein) est transformé en un cercle de même rayon, dont le centre est situé à une distance $\alpha_{10}(3/4\pi)^{1/2}$ du centre initial (courbe en tirets). Si α_{10} est grand, la forme change (courbe en tiret-point).

Le développement en harmoniques sphériques commence donc généralement au terme

$$\text{quadrupolaire : } R(\theta, \varphi; \alpha) = C(\alpha) r_0 A^{1/3} \left[1 + \sum_{\lambda=2}^{\max} \sum_{\mu=-\lambda}^{+\lambda} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta, \varphi) \right].$$

Deux types de comportements extrêmes sont envisageables :

(1) la forme du noyau vibre autour de la position sphérique : le mouvement de vibration est décrit par la dépendance des coefficients $\alpha_{\lambda\mu}$ en fonction du temps. Dans ce cas, le choix de l'orientation du système d'axes n'a pas grande importance : puisque la forme du système redevient périodiquement sphérique, aucune orientation n'est alors privilégiée.

(2) le noyau, déformé de façon rigide, tourne collectivement. Les coefficients $\alpha_{\lambda\mu}$ qui décrivent les changements de forme en fonction du temps par rapport à un système quelconque d'axes, mélangent les deux informations. Par contre en choisissant comme système d'axes celui des axes principaux du système, la déformation du système est définie explicitement et les équations du mouvement sont simplifiées car elles ne contiennent plus que le mouvement de rotation. On choisit donc de définir l'orientation du noyau par la donnée des angles d'Euler des axes principaux du corps rigide par rapport aux axes du laboratoire et de définir la forme du noyau par rapport à ses axes principaux par la donnée d'autres paramètres.

♣ Prenons comme premier exemple celui d'une forme quadrupolaire $\lambda = 2$. Dans le système lié au noyau, les paramètres α_{21} et $\alpha_{2,-1}$ sont nuls et les paramètres α_{22} et $\alpha_{2,-2}$ sont égaux. Ainsi, les 5 paramètres $\alpha_{2\mu}$ définis par rapport aux axes du laboratoire sont devenus les 3 angles d'Euler et 2 paramètres caractérisant la déformation, α_{20} et $\alpha_{22} = \alpha_{2,-2}$. On préfère utiliser deux autres paramètres (β et γ), le premier mesurant l'élongation et le second l'écart à la symétrie axiale, définis par les relations, $\alpha_{20} = \beta \cos \gamma$ et $\alpha_{22} = \alpha_{2,-2} = \frac{1}{\sqrt{2}} \beta \sin \gamma$.

♦ Si la forme considérée admet un axe de symétrie, choisi comme axe z, tous les paramètres de déformation qui ont $\mu \neq 0$ sont nuls et les paramètres $\alpha_{\lambda 0}$ sont appelés β_λ . Comme les harmoniques sphériques $Y_{\lambda 0}(\theta, \varphi)$ se réduisent alors aux polynômes de Legendre $P_\lambda(\cos\theta)$, le rayon s'écrit :

$$R(\theta) = C(\alpha) r_0 A^{1/3} \left[1 + \sum_{\lambda=2}^{\max} \alpha_{\lambda 0} Y_{\lambda 0}(\theta, \varphi) \right] = C(\alpha) r_0 A^{1/3} \left[1 + \sqrt{\frac{2\lambda+1}{4\pi}} \sum_{\lambda=2}^{\max} \beta_\lambda P_\lambda(\cos\theta) \right]$$

▼ Si on se restreint alors à une seule déformation quadrupolaire avec symétrie axiale, on peut simplifier la notation en introduisant $a_2 = (5/4\pi)^{1/2} \beta_2$. Alors, $R(\theta, a_2) = R_a[1+a_2P_2(\cos\theta)]$, la constante R_a permettant la conservation du volume du noyau. La figure 8 illustre la forme du noyau ayant $a_2 = 0.5$. On peut remarquer que le développement en harmoniques sphériques (ou polynômes de Legendre quand il existe un axe de symétrie) s'éloigne beaucoup de la forme d'un ellipsoïde de révolution, dès que la valeur du paramètre a_2 est grande. Pour retrouver une forme proche de l'ellipsoïde, sans resserrement dans le plan équatorial, la prise en compte de termes d'ordre supérieur, $\lambda = 4, 6, \dots$ est nécessaire. C'est la situation qui se présente lorsqu'on cherche à décrire un noyau superdéformé avec ce type de développement.

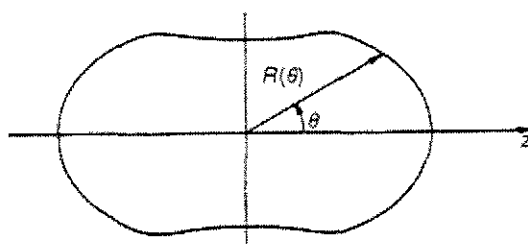


figure 8 : Forme du noyau définie par $R(\theta, a_2) = R_a[1+a_2P_2(\cos\theta)]$, avec $a_2 = 0.5$

♣ La dernière remarque concerne les déformations de type octupolaire, $\lambda = 3$, qui peut se manifester dans les noyaux à basse énergie. La figure 9 montre des exemples de formes de noyaux ayant à la fois une déformation de type quadrupolaire axial et de type octupolaire.

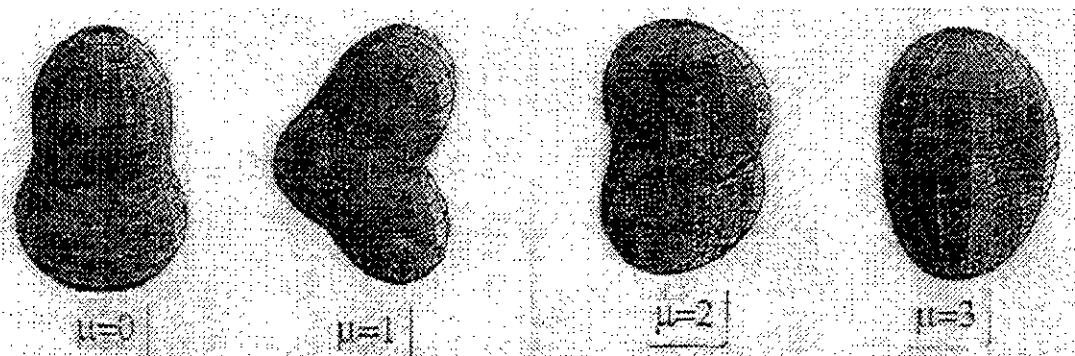


figure 9 : Exemples de formes définies par $\beta_2 = 0.6$ et $\beta_{3\mu} = 0.35$ [Bu96]

Dans le cas illustré à l'extrême gauche de la figure 9 (seul β_{20} est différent de 0), le noyau possède un axe de symétrie de révolution (ici, l'axe est vertical), mais n'a pas la symétrie "miroir" (par rapport au plan perpendiculaire à l'axe de symétrie) : cette asymétrie de réflexion se traduit par le fait que les états quantiques ne sont plus états propres de l'opérateur parité. A la place de symétrie "miroir", on utilise aussi le terme symétrie "droite-gauche", lorsque le dessin de la forme du noyau est tourné de telle sorte que l'axe de symétrie de révolution soit horizontal....

c- oscillateur harmonique anisotrope

Ce potentiel harmonique est choisi différent le long des trois axes. Plus la valeur de la pulsation ω_i est faible, moins les nucléons sont contraints le long de l'axe i : ainsi l'étendue de la distribution de matière est inversement proportionnelle à la pulsation le long de cet axe. L'incompressibilité de la matière nucléaire et la faible portée des forces nucléaires conduisent donc à supposer que les surfaces équipotentiellles doivent avoir des formes équivalentes aux surfaces d'égale densité, ce qui permet d'exprimer les trois valeurs de pulsations en fonction de paramètres de déformation, ε et γ définis par :

$$\omega_x = \omega_0(\varepsilon, \gamma) \left[1 - \frac{2}{3} \varepsilon \cos\left(\gamma + \frac{2\pi}{3}\right) \right]; \quad \omega_y = \omega_0(\varepsilon, \gamma) \left[1 - \frac{2}{3} \varepsilon \cos\left(\gamma - \frac{2\pi}{3}\right) \right]; \quad \omega_z = \omega_0(\varepsilon, \gamma) \left[1 - \frac{2}{3} \varepsilon \cos \gamma \right].$$

Comme précédemment, le paramètre ε décrit l'élongation et le paramètre γ l'écart à la symétrie axiale.

Si le noyau a un axe de symétrie (que l'on choisit habituellement le long de l'axe z), γ est nul. Alors

les trois pulsations s'écrivent : $\omega_x = \omega_y = \omega_0(\varepsilon) \left(1 + \frac{1}{3} \varepsilon \right)$ et $\omega_z = \omega_0(\varepsilon) \left(1 - \frac{2}{3} \varepsilon \right)$. La constante ω_0

dépend de la déformation : en effet, la conservation du volume situé à l'intérieur de la surface équipotentielle donne la relation suivante, $\omega_x \omega_y \omega_z = [\omega_0(\varepsilon = \gamma = 0)]^3$, seul le produit des trois pulsations est indépendant de la valeur de la déformation.

d- moments quadrupolaires électriques

On vient de définir plusieurs ensembles de paramètres de déformation en utilisant des approches indépendantes. Pour établir leur dépendance mutuelle, on requiert l'égalité des divers moments multipolaires obtenus suivant les méthodes utilisées.

Détaillons, tout d'abord, les expressions des **moments quadrupolaires intrinsèques**.

Si le noyau est considéré comme une goutte liquide uniformément chargée dont la surface est décrite par un ellipsoïde classique de demi-axes, a , b et c , le moment quadrupolaire selon l'axe z est donné

par l'expression : $Q_0 = \frac{Z}{5} (2c^2 - a^2 - b^2)$, Z étant la charge totale.

Si le noyau admet un axe de symétrie, l'axe z par exemple ($a = b \neq c$), l'expression se simplifie :

$$Q_0 = \frac{2}{5} Z R^2 \left[\left(\frac{c}{a}\right)^2 - 1 \right] \left(\frac{c}{a}\right)^{-2/3}.$$

Cette relation correspond au **moment quadrupolaire intrinsèque**, Q_0 , c'est-à-dire relatif au système de coordonnées lié au noyau. On doit définir un second moment quadrupolaire, Q , le **moment spectroscopique**, qui est la valeur moyenne de l'opérateur dans le **système du laboratoire**, là où ont lieu les mesures ! Comme seule la valeur du moment quadrupolaire intrinsèque donne une information sur la déformation du noyau, il est essentiel de pouvoir la calculer à partir de la valeur mesurée du moment spectroscopique. Mais les règles de passage entre les deux systèmes qui vont donner les relations qui lient Q et Q_0 ne peuvent être définies a priori, elles dépendent à la fois du mouvement et des symétries du système. Des exemples de relations seront donnés plus loin.

Voici les valeurs des moments quadrupolaires intrinsèques pour trois types de paramètres de déformation introduits précédemment, en se restreignant à la symétrie axiale :

- la déformation ellipsoïdale, où le paramètre de déformation β relié à la différence entre les 2 demi-axes (cf V-1a)

$$Q_0 = \frac{3}{\sqrt{5\pi}} Z R^2 \beta \left(1 + \frac{1}{8} \sqrt{\frac{5}{\pi}} \beta + \dots \right) = 0.757 Z R^2 \beta (1 + 0.16 \beta + \dots)$$

- le développement du rayon en harmoniques sphériques (cf IV-1b), en s'arrêtant à l'ordre 2 (rappel : la forme du noyau n'est pas ellipsoïdale, dans la littérature on la nomme parfois "quadrupoloïde")

$$Q_0 = \frac{3}{\sqrt{5\pi}} Z R^2 \beta \left(1 + \frac{2}{7} \sqrt{\frac{5}{\pi}} \beta + \dots \right) = 0.757 Z R^2 \beta (1 + 0.36 \beta + \dots)$$

Remarque : bien que ces deux paramètres β ne soient équivalents qu'au premier ordre, ils sont appelés, abusivement, de la même manière. Dans la littérature, on trouve d'ailleurs une troisième définition de l'élongation β , où on omet le deuxième ordre dans la définition de Q_0 ($= 0.757 Z R^2 \beta$).

- le développement des pulsations ω_i de l'oscillateur harmonique anisotrope (cf IV-1c).

$$Q_0 = \frac{4}{5} Z R^2 \varepsilon \left(1 + \frac{1}{2} \varepsilon + \dots \right) = 0.8 Z R^2 \varepsilon (1 + 0.5 \varepsilon + \dots)$$

Dans chacun des trois cas, la condition de volume constant a été appliquée.

e- liens entre les diverses approches

Pour établir les relations qui existent entre les divers paramètres de déformation (notamment entre les paramètres β_2, β_4 (correspondant au développement du rayon en harmoniques sphériques) et les paramètres $\varepsilon_2, \varepsilon_4$ (correspondant au développement des pulsations), on impose l'égalité de tous les moments multipolaires, jusqu'à l'ordre 12. Le résultat est présenté sur la figure 10 : on peut y remarquer les grandes différences qui existent entre les deux types de valeurs numériques à grande déformation, notamment le fait que la description d'une forme purement ellipsoïdale ($\varepsilon_4 = 0$) nécessite l'emploi d'un paramètre $\beta_4 \neq 0$.

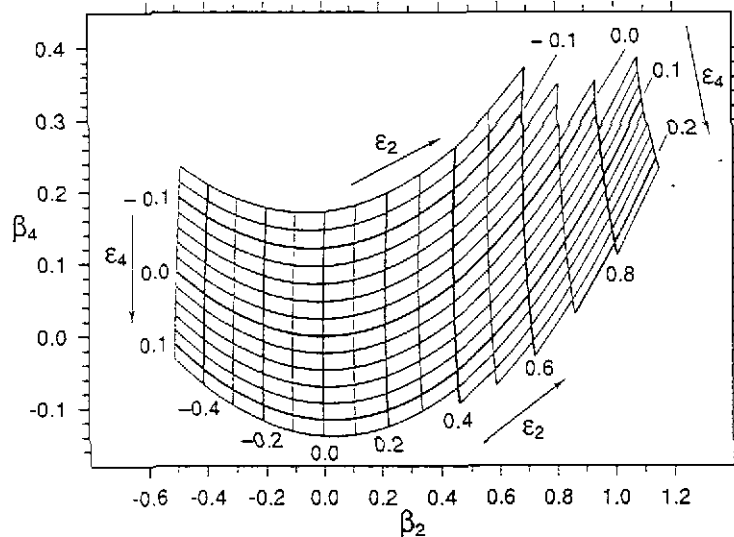


figure 10 : Relations entre les paramètres β_2 , β_4 (développement du rayon en harmoniques sphériques) et les paramètres ϵ_2 , ϵ_4 (développement des pulsations), obtenues en imposant l'égalité des tous les moments multipolaires, jusqu'à l'ordre 12 [Be89]

f- moment dipolaire électrique

En règle générale, le moment dipolaire électrique intrinsèque est nul puisque les états propres du noyau sont états propres de l'opérateur "parité" (cf II-1). Ce n'est pas le cas des noyaux qui posséderaient une déformation octupolaire stable ($\lambda = 3$), forme qui n'est pas symétrique dans l'inversion des variables d'espace (cf V-1b). Le moment dipolaire électrique provient du décalage entre

la position du centre de masse R_{cm} et du centre de charge du noyau $r_{p,cm} = \frac{1}{Z} \sum_{i=1}^Z r_{p,i}$: classiquement,

il est défini par la relation $D_0 = \sum_{i=1}^Z e_i (r_{p,i} - R_{cm})$. Le centre de masse des neutrons est défini d'une

manière analogue, $r_{n,cm} = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N r_{n,j}$; puis, en utilisant la relation $A R_{cm} = Z r_{p,cm} + N r_{n,cm}$, on obtient

$$D_0 = e \frac{ZN}{A} (r_{p,cm} - r_{n,cm}).$$

L'estimation de D n'est pas aisée car plusieurs effets macroscopiques provoquent le déplacement du centre de gravité des protons par rapport à celui des neutrons (effet de pointe qui amène une plus grande concentration de protons sur la "petite" extrémité de la poire ; champ coulombien qui tend à pousser les charges sur la surface du noyau). Depuis les références "historiques" donnant les premières estimations de ces effets macroscopiques [Bo57], des calculs microscopiques ont été entrepris, l'article de revue [Bu96] en fait un bilan complet.

V-2 Dynamique d'un noyau pair-pair : mouvement de vibration

Considérons un noyau dont la forme fluctue autour de sa position d'équilibre qui est sphérique. Les vibrations du système quantique sont décrites en termes de coordonnées collectives représentant les amplitudes de la fluctuation autour de l'équilibre. Ces coordonnées collectives peuvent être les coefficients $\alpha_{\lambda\mu}$ du développement du rayon vecteur en fonctions "harmoniques sphériques", décrit au

paragraphe V-1 : $R(\theta, \varphi; \alpha) = C(\alpha) r_0 A^{1/3} \left[1 + \sum_{\lambda=2}^{\max} \sum_{\mu=-\lambda}^{+\lambda} \alpha_{\lambda\mu} Y_{\lambda\mu}(\theta, \varphi) \right]$, les coefficients $\alpha_{\lambda\mu}$ dépendant explicitement du temps, en s'annulant périodiquement.

Les équations du mouvement quantique ont la même forme que dans le cas classique. L'énergie potentielle de déformation est $V = \frac{1}{2} \sum_{\lambda\mu} C_{\lambda} \alpha_{\lambda\mu}^2$ et l'énergie cinétique de déformation $T = \frac{1}{2} \sum_{\lambda\mu} D_{\lambda} \dot{\alpha}_{\lambda\mu}^2$,

les deux paramètres C et D peuvent être évalués en faisant des hypothèses sur le type de mouvement (mouvement irrotationnel par exemple).

On appelle "phonon" le quantum d'énergie de vibration, $\hbar\omega_{\lambda}$, où la fréquence d'oscillation est $\omega_{\lambda} = \sqrt{\frac{C_{\lambda}}{D_{\lambda}}}$. D'après les propriétés des $\alpha_{\lambda\mu}$ dans les opérations de rotation, on peut associer un moment angulaire λ au phonon λ .

Les états propres de $H = V + T$ sont les états à n phonons, régulièrement espacés en énergie, dont les moments angulaires se calculent en composant n moments angulaires λ (les bosons ayant des spins entiers, obéissent à la statistique de Bose).

Dans le cadre de ce modèle, pour une vibration d'ordre λ , seul l'opérateur multipolaire électrique, $Q_{\lambda\mu}$, est susceptible de connecter les états propres dont le nombre de phonons ne diffère que d'une seule unité. On n'attend pas de transitions de type magnétique.

Prenons le cas particulier de la vibration quadrupolaire : on attend à une énergie $\hbar\omega_2$ au dessus de l'état fondamental, l'état à un seul phonon, de moment angulaire 2^+ ; à une énergie double, est situé le triplet des états à deux phonons, de moment angulaire $0^+, 2^+, 4^+$; à une énergie triple, l'état à trois phonons forme un quintuplet dégénérés d'états de moment angulaire, $0^+, 2^+, 3^+, 4^+, 6^+$.

Sachant que les probabilités de transition réduite dépendent du nombre de phonons de l'état initial, selon la relation générale : $\sum_f B(E\lambda; J_i n_{\lambda} \rightarrow J_f (n_{\lambda} - 1)) = n_{\lambda} B(E\lambda; n_{\lambda} = 1 \rightarrow n_{\lambda} = 0)$, on attend

des valeurs de probabilités de transition réduite de plus en plus grandes entre les états yrasts :

$$B(E2; 4^+ \rightarrow 2^+) = 2 B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+),$$

$$B(E2; 6^+ \rightarrow 4^+) = 3 B(E2; 2^+ \rightarrow 0^+), \dots$$

De plus, comme l'élément de matrice diagonal pour l'état à un phonon est nul, le moment quadrupolaire du premier état 2^+ doit être nul.

La figure 11 donne le spectre de niveaux excités attendus pour un mouvement de vibration autour d'une position d'équilibre sphérique, ainsi que quelques valeurs de probabilités de transition réduite E2.

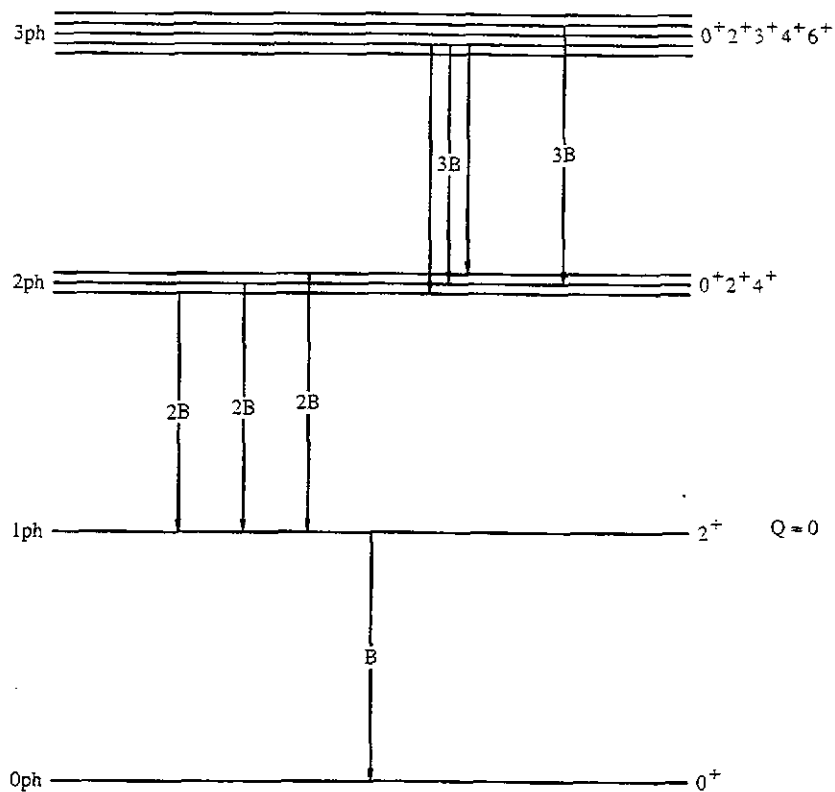


Figure 11 :
Schéma de niveaux attendus dans le cas de la vibration harmonique quadrupolaire autour d'une forme sphérique

On ne trouve pas de noyaux présentant exactement un mouvement de vibrateur harmonique : bien que les isotopes de Cd soient abondamment utilisés pour illustrer ce type de mouvement, on peut voir sur la figure 12 les écarts aux prévisions théoriques dans le cas de ^{114}Cd . Tout d'abord on doit éliminer trois niveaux excités d'énergie inférieure à 2 MeV, afin de retrouver la prédiction du triplet d'états à l'énergie de 2 phonons et du quintuplet à l'énergie de 3 phonons. En ce qui concerne les valeurs des probabilités de transition réduite, on peut remarquer que les valeurs observées entre les des états yrasts suivent bien la loi du nombre de phonons : $B(E2 ; 2^+_{1\text{ph}} \rightarrow 0^+_{0\text{ph}}) = 31 \text{ uW}$, $B(E2 ; 4^+_{2\text{ph}} \rightarrow 2^+_{1\text{ph}}) = 62 \text{ uW}$ et $B(E2 ; 6^+_{3\text{ph}} \rightarrow 4^+_{2\text{ph}}) = 119 \text{ uW}$. Par contre, la décroissance des autres états des multiplets sont en désaccord avec les prévisions, en particulier il existe des transitions entre états du même multiplet. De même, le moment quadrupolaire du premier état 2^+ est loin d'être nul. ($Q \sim -0.4 \text{ b}$ avec une erreur de 10 %). L'explication de ces désaccords vient de la présence des états supplémentaires, 0^+ , 2^+ et 4^+ , notés "intrus" (à droite sur la figure), un faible mélange de leurs fonctions d'onde avec celles des états précédents modifie fortement les valeurs du moment quadrupolaire et des probabilités de transition réduite. De plus, les études à plus haut spin de ce noyau indiquent un comportement rotationnel, donc à l'existence d'une déformation.

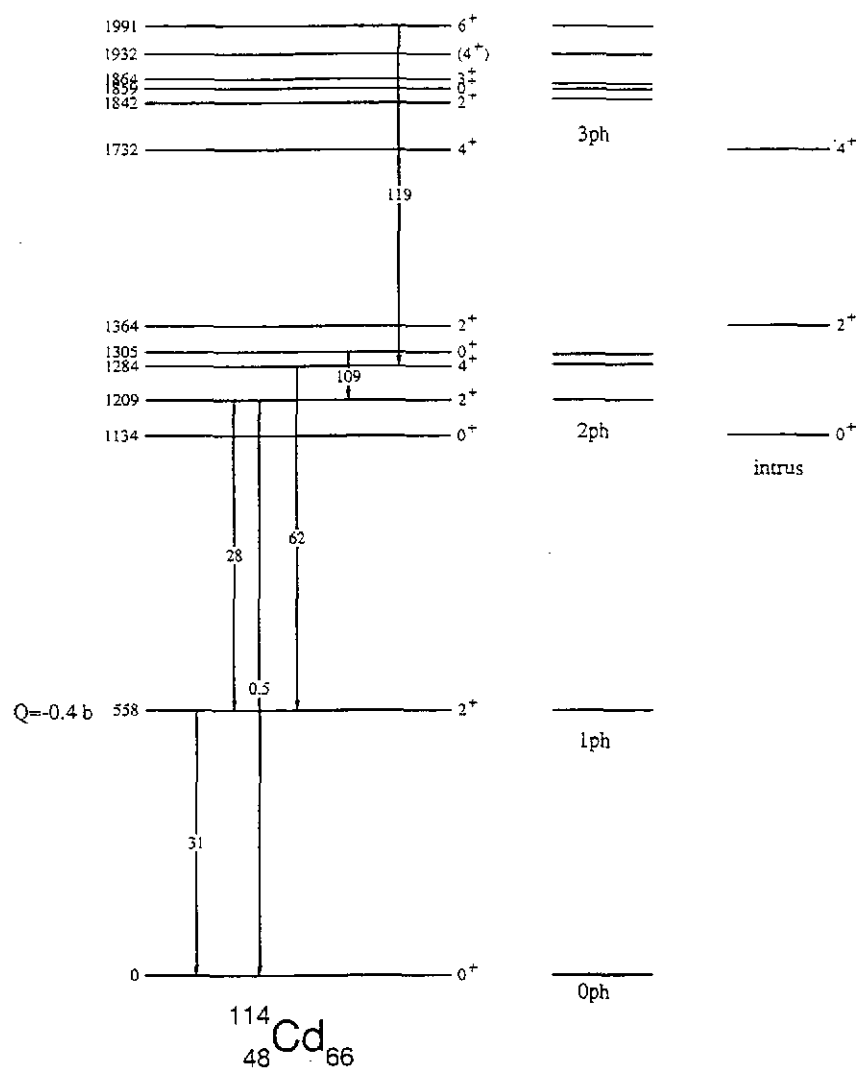


Figure 12 : Schéma de niveaux partiel de ^{114}Cd , les valeurs des probabilités de transition réduite E2 sont données en unités Weisskopf

V-3 Dynamique d'un noyau pair-pair déformé : mouvement de rotation

a- cas d'une déformation quadrupolaire à symétrie axiale

L'hamiltonien d'un tel système est très simple, c'est celui d'une toupie symétrique, qui tourne autour d'un axe perpendiculaire à son axe de symétrie, $H = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}} R^2$, où \mathfrak{I} est son moment d'inertie. Les

solutions d'un tel hamiltonien sont bien connues : les énergies propres sont régulièrement espacées,

selon la loi $E = \frac{\hbar^2}{2\mathfrak{I}} I(I+1)$, où I est le moment angulaire de l'état (qui ne provient que de la

rotation). Les fonctions d'onde des états propres du moment angulaire total sont les matrices de rotation, $D_{IMK}(\varphi, \theta, \psi)$, avec $I(I+1)$, valeur propre de l'opérateur I^2 , M valeur propre de I_z et K valeur propre de I_z , z appartenant au système d'axes du laboratoire et z' au système d'axes liés au noyau (z' étant l'axe de symétrie).

L'hypothèse de symétrie axiale entraîne que la fonction propre doit rester inchangée dans une rotation d'un angle quelconque ψ' autour de l'axe z' : sachant que $D_{IMK}(\varphi, \theta, \psi + \psi') = D_{IMK}(\varphi, \theta, \psi) e^{iK\psi'}$, l'invariance de la fonction propre n'est possible que si $K = 0$. Ainsi les fonctions propres du système se réduisent aux harmoniques sphériques, puisque $D_{IM0}(\varphi, \theta, \psi) = \sqrt{\frac{4\pi}{2I+1}} Y_{IM}(\theta, \varphi)$.

De plus, si la déformation n'est que quadrupolaire, la symétrie droite-gauche (symétrie par rapport au plan $x'y'$ perpendiculaire à l'axe de symétrie z') est préservée, entraînant l'invariance des fonctions propres par rotation d'un angle π autour de l'axe x' . Les propriétés des fonctions $D_{IMK}(\varphi, \theta, \psi)$ dans cette rotation conduisent alors à la condition que la somme $I+K$ doit être paire ; si K est nul, les valeurs impaires de I sont donc éliminées.

En conclusion, la rotation d'un noyau ayant une déformation quadrupolaire avec symétrie axiale donne naissance à des états excités de moment angulaire pair, espacés en énergie selon la loi du rotor quantique. L'écart de moment angulaire entre deux états excités consécutifs est de $2\hbar$, c'est l'opérateur quadrupolaire électrique qui assure la transition entre eux deux.

Le moment quadrupolaire des états excités peuvent être mesurés par réorientation dans l'excitation coulombienne (voir le cours de J. Kiener). Le passage du système de coordonnées du laboratoire au système lié au noyau donne une expression analytique simple entre $Q(I)$ et Q_0 , qui vient des valeurs

de coefficients de Clebsh-Gordan : $Q(I) = -Q_0 \frac{I}{2I+3}$.

Le calcul de la probabilité de transition réduite entre deux états consécutifs donne également un résultat très simple, puisque à la fois fonctions propres et opérateur se développent sur les mêmes fonctions, les harmoniques sphériques :

$$B(E2; I 0 \rightarrow I-2 0) = \frac{5}{16\pi} Q_0^2 \langle 10 2 0 | -2 0 \rangle^2 = \frac{5}{16\pi} Q_0^2 \frac{3I(I-1)}{2(2I-1)(2I+1)}, \quad Q_0 \text{ étant le moment}$$

quadrupolaire intrinsèque (voir la remarque à la fin du paragraphe). Dans le cas particulier de la désexcitation du premier état 2^+ vers le fondamental, l'expression précédente donne

$$B(E2; 2 0 \rightarrow 0 0) = \frac{1}{16\pi} Q_0^2 = B(E2) \downarrow. \text{ Il convient}$$

de rappeler que l'excitation de l'état fondamental vers le premier état 2^+ a une probabilité de transition réduite 5 fois plus grande, dû au terme multiplicatif

$$(2I+1) : B(E2; 0 0 \rightarrow 2 0) = \frac{5}{16\pi} Q_0^2 = B(E2) \uparrow.$$

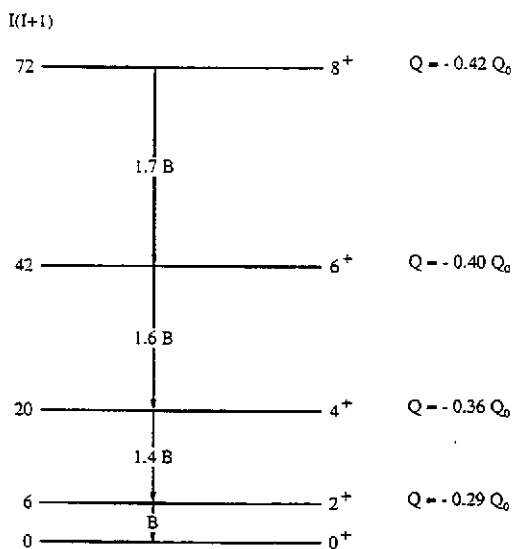
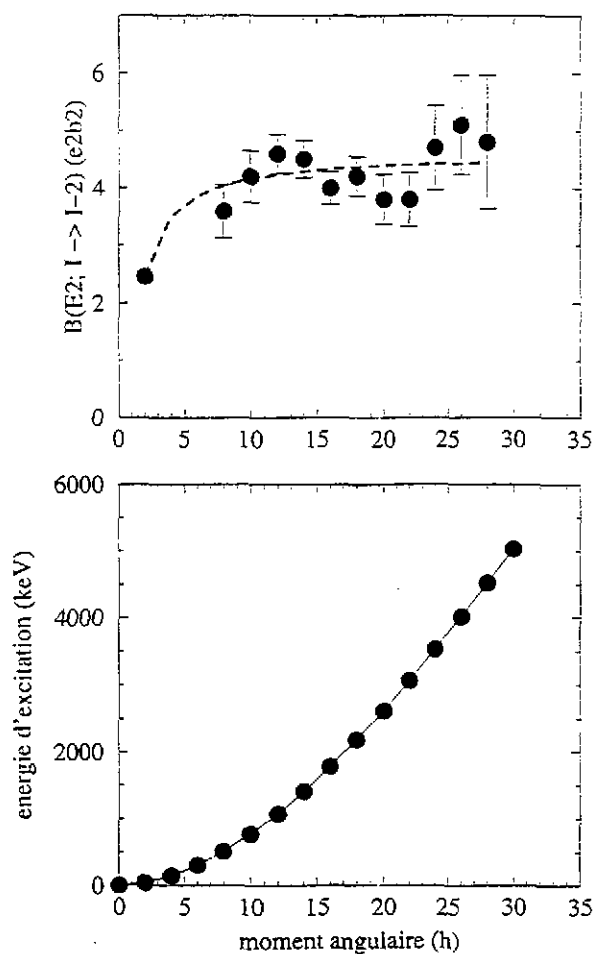


figure 13 : Schéma de niveaux attendus dans le cas de la rotation rigide d'un noyau déformé

En résumé, les valeurs du moment quadrupolaire des états excités ou des probabilités de transition E2 entre états consécutifs de la bande de rotation donnent celle du moment quadrupolaire intrinsèque. Ces relations sont abondamment utilisées pour déterminer la forme des noyaux, il semble donc utile d'en rappeler les limites de validité : les états excités mis en jeu doivent faire partie de la même bande de rotation. Cela signifie que, hormis la dépendance en I due à la rotation rigide, la fonction d'onde du noyau doit rester invariante : le moment quadrupolaire intrinsèque est, en quelque sorte, une mesure de cette fonction d'onde.

b- exemples de noyaux déformés avec symétrie axiale

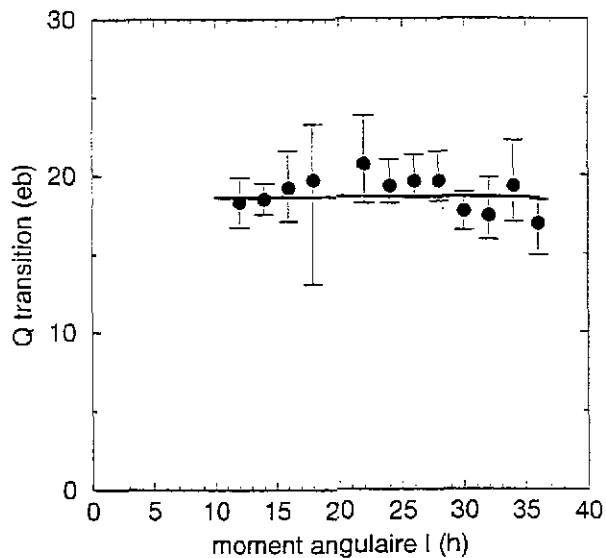
La bande bâtie sur l'état fondamental de ^{238}U a été identifiée, par excitation coulombienne, jusqu'au spin 30^+ et une énergie d'excitation de 5 MeV [Gr81]. Chaque niveau excité est représenté par un point dans le diagramme (E, I) présenté sur le bas de la figure 14 : le comportement régulier de $E = f(I)$ est celui que l'on attend dans le cas de la rotation collective d'un corps déformé rigide. Mais pour avoir la preuve de ce type de mouvement, il faut vérifier que la forme du noyau reste constante lorsque le moment angulaire passe de 0 à $30\hbar$. Pour cela on utilise les valeurs des probabilités de transition entre états de la bande : si le moment quadrupolaire de charge du noyau, Q_0 , reste constant, la variation des $B(E2)$ en fonction du spin ne provient que de celle des coefficients de



Clebsch-Gordan. Les valeurs expérimentales des $B(E2)$ obtenues soit à partir des populations des états par excitation coulombienne, soit à partir des vies moyennes des états excités, sont reportées en fonction du spin sur le haut de la figure 14. On peut voir que ces valeurs sont en très bon accord avec l'hypothèse du corps déformé rigide, correspondant à la courbe en pointillés (la courbe théorique est ajustée sur la valeur de $B(E2; 2 \rightarrow 0)$, ce qui définit la valeur du moment quadrupolaire). Dans ce noyau déformé, la rotation rapide n'induit aucun changement dans la distribution spatiale des nucléons.

figure 14 : mouvement de rotation de ^{238}U , (en bas) variation de l'énergie des états excités en fonction de leur moment angulaire, (en haut) variation de la probabilité de transition réduite E2 entre les états excités. La courbe pointillée correspond à la variation attendue dans le cas de la rotation rigide d'un noyau déformé.

Il existe de nombreux autres exemples, notamment dans les noyaux présentant une superdéformation (SD), forme ellipsoïdale de rapport d'axes $c/a \sim 2/1$. La figure 15 présente les résultats obtenus dans la bande SD de ^{192}Hg , en faisant l'hypothèse de la rotation rigide d'un noyau à symétrie axiale, qui est



justifiée, a posteriori, par la constance de Q_0 [Wi94]. Là encore le mouvement de rotation rapide ne modifie pas la déformation du noyau.

Figure 15 : variation des moments quadrupolaires des états excités SD de ^{192}Hg en fonction de leur moment angulaire : les valeurs de Q_0 ont été obtenues à partir des durées de vie de chacun des états excités en faisant l'hypothèse de la rotation rigide d'un noyau à symétrie axiale [Wi94]. La courbe en trait plein est le résultat d'un calcul effectué dans le cadre de la théorie HFB-LN avec la force de Skyme Skm^* [Ga94].

Le dernier exemple choisi concerne la bande très déformée de ^{134}Nd : si les moments quadrupolaires des états excités de la bande sont constants [Di90], ce qui justifie l'emploi des formules du rotor rigide, il convient de noter que les probabilités de transition des deux transitions E2 correspondant à la désexcitation de cette bande vers les états de déformation normale ne peuvent pas être exploitées de la même manière, puisque l'état intrinsèque change au cours de la transition [Wi93]. Il est donc erroné d'utiliser la formule standard dans ce cas.

c- cas d'une déformation quadrupolaire quelconque

Lorsque le noyau n'a pas d'axe de symétrie, il n'existe pas de relations universelles qui permettent le passage entre le système d'axes du laboratoire et celui lié au noyau. En effet, elles dépendent à la fois de la forme du noyau et du type de mouvement : une diagonalisation complète du problème donne, par exemple, les valeurs des probabilités de transition ou des moments multipolaires en fonction des poids de chacune des composantes en K des fonctions d'onde impliquées (K étant la projection du moment angulaire total sur un axe défini perpendiculairement à l'axe de rotation).

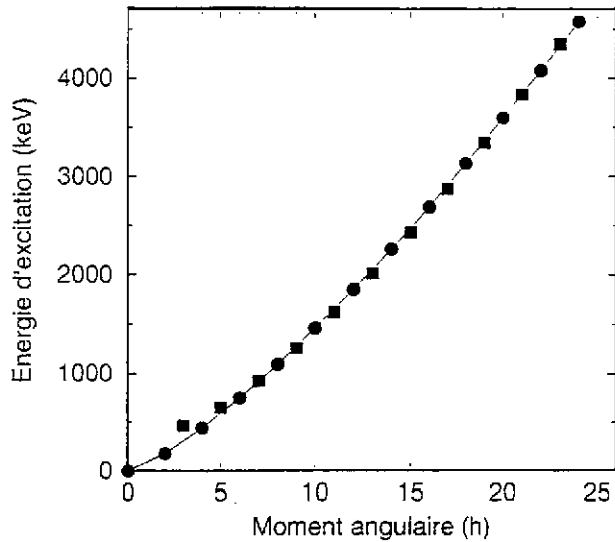
Dans le cadre d'un modèle extrêmement schématisé de rotation rigide d'un noyau déformé sans axe de symétrie (c'est à dire dont la forme est définie par les deux paramètres fixes, β et γ), Davydov et Filippov [Da58] donnent les relations suivantes pour les deux premiers états excités 2^+ :

$$Q(2_1^+) = -Q_0 \frac{6 \cos(3\gamma)}{7\sqrt{9-8\sin^2(3\gamma)}}, \quad B(E2; 2_1^+ \rightarrow 0^+) = \frac{Q_0^2}{16\pi^2} \frac{1}{2} \left[1 + \frac{3-2\sin^2(3\gamma)}{\sqrt{9-8\sin^2(3\gamma)}} \right] \text{ et}$$

$$Q(2_2^+) = +Q_0 \frac{6 \cos(3\gamma)}{7\sqrt{9-8\sin^2(3\gamma)}}, \quad B(E2; 2_2^+ \rightarrow 0^+) = \frac{Q_0^2}{16\pi^2} \frac{1}{2} \left[1 - \frac{3-2\sin^2(3\gamma)}{\sqrt{9-8\sin^2(3\gamma)}} \right].$$

d- déformation octupolaire et moment dipolaire intrinsèque

Si l'état fondamental d'un noyau présentait une déformation octupolaire statique, on observerait un spectre typique d'états excités, la succession régulière d'états de parité naturelle, $0^+, 1^-, 2^+, 3^-, 4^+, 5^-$, ..., comme dans les cas bien connus de rotation de molécules hétéropolaires. Mais on n'a observé aucun cas où les états de parité négative de plus bas spin ($1^-, 3^-, \dots$) soient exactement intercalés entre les états de parité positive. Par contre, la rotation semble stabiliser cette déformation octupolaire, car à plus haut spin, les états de spin croissant et de parité alternée sont alors



régulièrement espacés en énergie. La figure 16 illustre le cas de ^{222}Th : les états excités de parité négative (carrés) sont régulièrement intercalés entre les états de parité positive (cercles) à partir du spin 7.

figure 16 : mouvement de rotation de ^{222}Th , variation de l'énergie des états excités en fonction de leur moment angulaire. Les états de parité positive sont représentés par des cercles et ceux de parité négative par des carrés.

Les probabilités de transition réduite E1 entre les états de parité positive et négative sont grandes : par exemple dans la région des actinides, 10^{-4} à 10^{-2} u.W., alors que les valeurs standards des E1 sont plutôt au voisinage de 10^{-5} u.W (cf III-5).

En se plaçant dans le cas de symétrie axiale, la probabilité de transition réduite B(E1) s'exprime en

$$\text{fonction du moment dipolaire intrinsèque } D_0 : B(E1; I_i K \rightarrow I_f K) = \frac{3}{4\pi} D_0^2 \langle I_i K 1 0 | I_f K \rangle.$$

Dans la plupart des cas les valeurs des B(E1) ne sont pas connues de façon absolue, on a seulement accès au rapport B(E1)/B(E2), par l'intermédiaire du rapport de branchement $I_\gamma(E1) / I_\gamma(E2)$ puisque l'état de moment angulaire I se désexcite à la fois par une transition E1 vers l'état de moment angulaire I-1 et par une transition E2 vers l'état de moment angulaire I-2.

En faisant l'hypothèse de rotation rigide (ni Q_0 ni D_0 ne varient lorsque le moment angulaire augmente) on obtient alors une relation entre les moments dipolaire et quadrupolaire de la bande à parité

$$\text{alternée, qui s'écrit, dans le cas particulier où } K = 0, D_0 = Q_0 \sqrt{\frac{5(I-1)}{8(2I-2)} \frac{B(E1; I \rightarrow I-1)}{B(E2; I \rightarrow I-2)}}.$$

Par exemple, dans le cas de ^{222}Th , sachant que $T_{1/2}(2^+) = 240$ ps, la probabilité de transition réduite B(E2 ; $2^+ \rightarrow 0^+$) vaut 74 u. W, ce qui donne un moment quadrupolaire $Q_0 = 5$ eb. Les valeurs des probabilités de transition réduite B(E1 ; $I \rightarrow I-1$) dépendent peu de I, $\sim 0.020 e^2 \text{fm}^2$ [Wa83] : on en tire la valeur du moment dipolaire $D_0 = 0.38$ efm, qui est l'une des valeurs les plus grandes de la région de masse [Bu96].

V-4 Rotation de noyaux de masse impaire : modèle "rotor + 1 particule"

a- hamiltonien et fonctions propres

Considérons le cas d'un noyau déformé à symétrie axiale, formé d'un cœur pair-pair et d'un nucléon célibataire. Dans le modèle "rotor + 1 particule", l'hamiltonien du système est la somme de deux termes, $H = H_{int} + H_{rot}$, le premier terme décrit le mouvement du nucléon célibataire dans le potentiel déformé du cœur et le second, le mouvement de rotation collective du cœur ; en faisant cette décomposition, on a fait l'hypothèse que la rotation du cœur n'influe pas sur la structure interne, en particulier sur le nucléon célibataire (hypothèse adiabatique).

Le potentiel déformé de l'hamiltonien H_{int} peut être de type Wood-Saxon ou de type oscillateur anisotrope modifié (appelé communément potentiel de Nilsson). Les états propres, χ_K , d'un tel hamiltonien sont caractérisés par deux nombres quantiques, la parité et la projection K du moment angulaire total du nucléon sur l'axe de symétrie. Lorsque la déformation est très grande, les états propres de l'hamiltonien admettent cinq bons nombres quantiques, N, n_z, Λ, K^π , où N est le nombre total de quanta (c'est une "réminiscence" de la couche principale de l'oscillateur harmonique isotrope), n_z est le nombre de quanta pour le mouvement le long de l'axe z , axe de symétrie, Λ est la projection du moment angulaire orbital sur l'axe z .

Habituellement les fonctions propres sont développées sur la base de ces états, dite "base asymptotique" et les nombres quantiques de l'état de base qui a la plus grande amplitude servent à étiqueter l'état propre.

L'hamiltonien H_{rot} est celui de la toupie symétrique tournant autour d'un axe perpendiculaire à son axe

$$\text{de symétrie : } H_{rot} = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}} R^2 .$$

Le moment angulaire total du système est la somme des contributions du nucléon célibataire et de la rotation collective du cœur : $\vec{I} = \vec{j} + \vec{R}$, ce qui conduit à écrire H_{rot} sous la forme :

$$H_{rot} = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}} (I-j)^2 = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}} \left[(I^2 - j_z^2) + (j^2 - j_z^2) - (I_+ j_- + I_- j_+) \right].$$

Les fonctions d'ondes qui vont servir de base pour la diagonalisation de l'hamiltonien total sont :

$$|IMK\rangle = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi}} \left[D_{IMK} \chi_K + (-1)^{I+K} D_{IM-K} \chi_{-K} \right]. \text{ Ces fonctions, qui sont choisies symétriques en } K,$$

car le choix du sens de l'axe de symétrie est arbitraire, sont fonctions propres d'une partie de

$$\text{l'hamiltonien total, } H_{int} + \frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}} (I^2 - j_z^2) \text{ avec les énergies propres } E_I = E_K + \frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}} \left[I(I+1) - K^2 \right].$$

Si le terme de Coriolis (troisième terme de H_{rot}) est négligeable, les fonctions propres du système sont les $|IMK\rangle$ et les énergies propres les E_I . Il s'agit de la limite de couplage fort : sur chaque état intrinsèque χ_K , est construite une bande de rotation, constituée des états de moment angulaire $I = K, K+1, K+2, K+3, \dots$ et d'énergie E_I .

b- propriétés électromagnétiques des têtes de bande (déformation avec symétrie axiale)

Lorsque le nucléon célibataire occupe l'état de base $I=K$, son état peut être caractérisé, comme dans le cas sphérique, par les valeurs des divers moments multipolaires (μ , Q), mais les formules permettant de les obtenir, à partir des nombres quantiques des états, sont différentes.

Prenons d'abord l'exemple du moment quadrupolaire Q . Le noyau admettant un axe de symétrie, la projection du moment angulaire total (I) de l'état considéré est bon nombre quantique (K), la valeur mesurée dans le système du laboratoire, Q , s'exprime en fonction de celle du moment quadrupolaire intrinsèque, Q_0 , le passage d'un système de coordonnées à l'autre donnant une expression analytique simple, à base de coefficients de Clebsch-Gordan : si $I = K$, on obtient $Q = Q_0 \frac{I(2I-1)}{(I+1)(2I+3)}$.

D'après cette relation, on peut constater que même si le noyau possède un moment quadrupolaire intrinsèque non nul, la valeur mesurée dans le laboratoire sera nulle si $I = K = 1/2$. La formule devient

$$Q = Q_0 \frac{3K^2 - I(I+1)}{(I+1)(2I+3)},$$

pour les états excités de spin I appartenant à la bande de rotation bâtie sur l'état de base K .

Il faut insister sur le fait que la valeur mesurée Q n'est "exploitable" (c'est-à-dire renseigne sur la forme du noyau) qu'à la condition que les valeurs du moment angulaire total de l'état et sa projection sur l'axe de symétrie soient connues.

Détaillons maintenant le cas du moment dipolaire magnétique. C'est par définition $\mu = \frac{\langle \bar{\mu}_{op} \bar{I} \rangle}{I+1}$ où

l'opérateur dipolaire magnétique est la somme de trois termes $\bar{\mu}_{op} = g_s \bar{s} + g_l \bar{l} + g_R \bar{R}$, les deux premiers ont déjà été discutés au paragraphe III-2 et le troisième correspondant au mouvement de rotation collective : le facteur gyromagnétique g_R dépend de la proportion du moment angulaire collectif porté par les protons, il est en général assimilé à Z/A . En utilisant les égalités $\bar{j} = \bar{l} + \bar{s}$ et

$$\bar{j} + \bar{R} = \bar{I},$$

on peut écrire μ sous la forme :

$$\mu = \frac{1}{I+1} \left[(g_s - g_l) \langle \bar{s} \bar{I} \rangle + (g_l - g_R) \langle \bar{j} \bar{I} \rangle + g_R \langle \bar{I}^2 \rangle \right].$$

Cette expression se simplifie :

- en considérant que les projections de I et j sur l'axe de symétrie sont égales (l'axe de rotation collective est perpendiculaire à l'axe de symétrie), $I_z = j_z = K$,

- en définissant le facteur gyromagnétique g_K associé à l'orbite individuelle de la manière suivante :

$$g_K = \frac{1}{K} \left[g_s \langle s_z \rangle + g_l \langle l_z \rangle \right].$$

On obtient alors $\mu = \frac{K^2}{I+1} (g_K - g_R) + g_R I$. A partir de la valeur mesurée de μ , on peut déterminer la

valeur de g_K , connaissant K et I et en supposant que $g_R = Z/A$. Comme la valeur numérique de g_K varie fortement d'une orbite à l'autre, sa détermination permet d'identifier l'orbite occupée par le nucléon célibataire.

Comme dans le cas des noyaux pairs-pairs, les probabilités de transition entre états font intervenir des coefficients de Clebsch-Gordan qui proviennent de l'intégration de la partie angulaire de l'élément de

matrice de transition. Les règles de sélection sur les valeurs des divers moments angulaires découlent des conditions d'annulation de ces coefficients. Ainsi la probabilité de transition de caractère σ et d'ordre multipolaire λ ne sera non nulle que si les différences ΔI et ΔK sont inférieures à λ :

$$B(\sigma \lambda ; I' K' \rightarrow I K) \neq 0 \text{ si } |I - I'| \leq \lambda \text{ et si } |K - K'| \leq \lambda .$$

La première condition est rigoureuse puisqu'il s'agit de la conservation du moment angulaire total dans la transition électromagnétique ; par contre, la seconde est induite par le modèle utilisé (noyau à symétrie axiale). On peut mesurer l'exactitude du modèle à son degré d'application : considérons par exemple, les transitions de décroissance de deux têtes de bande dans ^{169}Tm , noyau déformé appartenant à la région des terres rares :

$7/2^- [523] \rightarrow 7/2^+ [404]$	$B(E1) = 9.1 \cdot 10^{-6} \text{ uW}$	permise : $B_{\text{exp}} / B_{\text{th}} = 0.6$
$7/2^- [523] \rightarrow 5/2^- 1/2^+ [411]$	$B(E1) = 5.0 \cdot 10^{-9} \text{ uW}$	interdite deux fois : $ \Delta K - \lambda = 2$
$7/2^+ [404] \rightarrow 3/2^- 1/2^+ [411]$	$B(E2) = 5.5 \cdot 10^{-4} \text{ uW}$	interdite une fois : $ \Delta K - \lambda = 1$
$7/2^+ [404] \rightarrow 5/2^- 1/2^+ [411]$	$B(M1) = 1.5 \cdot 10^{-6} \text{ uW}$	interdite deux fois : $ \Delta K - \lambda = 2$

La probabilité de transition E1 de la première transition présente une valeur standard, 10^{-5} u. W. : on peut la calculer en utilisant les fonctions d'onde des orbites déformées mises en jeu (B_{th}) et on obtient une valeur proche de la valeur mesurée ($B_{\text{exp}} / B_{\text{th}} = 0.6$) , il s'agit bien d'une transition permise.

Les trois transitions suivantes ont des probabilités extrêmement faibles, mais ne sont pas totalement interdites alors que la condition $|K - K'| \leq \lambda$ n'est pas remplie : on les appelle "transitions interdites en K". Une étude systématique de ce type de transitions a montré que le facteur de ralentissement de ces transitions par rapport à celles qui remplissent la condition en K est égal à 100 fois le degré d'interdiction $v = |\Delta K - \lambda|$ [Lo68].

Des grands degrés d'interdiction peuvent conduire à des isoméries. C'est ainsi qu'on peut expliquer le grand nombre d'états isomériques à vie longue observés dans la région de masse $A = 180$: les "isomères K" sont des états à plusieurs particules (1, 2, 3, 4 paires brisées) dont la désexcitation vers les états de moment angulaires plus faibles est interdite car la différence des valeurs de K des états initial et final est supérieure à λ . Un exemple typique est celui de ^{178}W dans lequel a été observé, entre autres, un isomère $I = K = 25$ à une énergie d'excitation de 6571 keV , qui est interprété par la brisure de 4 paires de nucléons [Pu98] : 8 états situés au voisinage des niveaux de Fermi ne sont occupés que par un nucléon célibataire, $\pi 9/2^- [514]$ $\pi 7/2^+ [404]$ $\pi 5/2^+ [402]$ $\pi 1/2^- [541]$ $\nu 7/2^+ [633]$ $\nu 9/2^+ [624]$ $\nu 5/2^- [512]$ $\nu 7/2^- [514]$.

c- probabilités de transition entre états d'une bande de rotation

L'état de spin I d'une bande de rotation bâtie sur un état intrinsèque K peut se désexciter par une transition de type E2 vers l'état de spin I-2 de la bande et par une transition M1+E2 vers l'état de spin I-1. Les probabilités relatives de ces transitions dépendent du moment quadrupolaire du noyau (qui régit la valeur des probabilités de transition de type E2) et du facteur gyromagnétique g_K , associé à l'orbite occupée par le nucléon célibataire (qui régit la valeur des probabilités de transition de type M1). Les valeurs de ces probabilités relatives, obtenues à partir des rapports de branchements, sont

donc caractéristiques des propriétés des orbites individuelles. Grâce à cette méthode, les orbites individuelles de neutron et de proton proches des niveaux de Fermi dans les puits superdéformés de certains noyaux de la région de masse $A = 190$ ont été récemment identifiées sans ambiguïté (voir le cours de B. Gall, Ecole Joliot-Curie 1997).

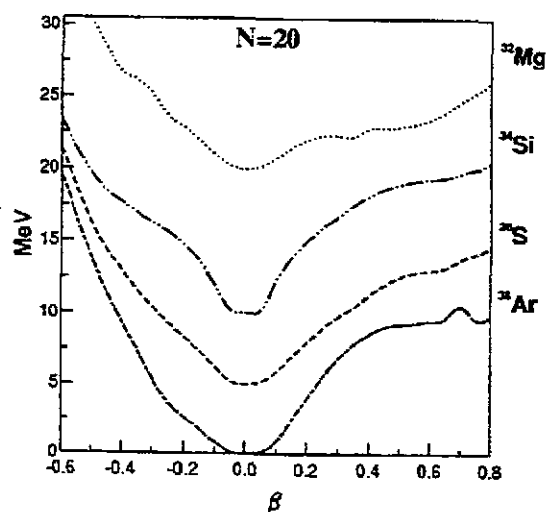
d- cas d'un noyau impair triaxial

La prise en compte de l'asymétrie γ , lorsque K n'est plus bon nombre quantique du fait de la perte d'axe de symétrie, ne donne plus lieu à des règles simples pour estimer les valeurs des moments multipolaires ou celles des probabilités de transition entre états excités. Il est alors nécessaire de résoudre le problème complet. Pour cela on peut utiliser divers codes de calculs simples de type "rotor + particule", où la perte d'axe de symétrie est considérée à la fois pour le mouvement du cœur (cf V-3c) et pour la particule célibataire (potentiel dépendant de β et γ). Diverses extensions du formalisme original décrit dans la référence [He62] peuvent être trouvées dans des travaux ultérieurs, par exemple, [Me75] et [La78].

VI- PROBLEMES OUVERTS : DEUX EXEMPLES RECENTS

VI-1 ^{32}Mg et la fermeture de couche sphérique à $N = 20$

Les valeurs des masses de noyaux riches en neutron autour de $Z = 11$ et $N = 20$ ont indiqué clairement que leur structure interne n'était pas celle attendue pour des noyaux à couche fermée en neutrons [Th75]. Puis, la faible valeur de l'énergie du premier état 2^+ mesurée dans $^{32}_{12}\text{Mg}_{20}$, 885 keV, [De79] a été interprétée en terme de déformation de cet isotope : ainsi la fermeture de couches sphériques à $N = 20$ est, du point de vue énergétique, moins favorable que l'effet de couches situé à grande déformation. De nombreuses approches théoriques confirment le rôle de la déformation. Dans des calculs de type modèle en couches avec mélange de configuration, les états de la couche majeure f-p contribuent fortement à la structure de ^{32}Mg [Ca98], alors que les isotones $N = 20$, plus



proches de la vallée de stabilité, sont bien décrits en utilisant seulement la couche majeure s-d. Dans des approches de type champ moyen avec force effective (HFB avec la force de Gogny), la surface d'énergie potentielle obtenue pour ^{32}Mg diffère de celles des isotones $N = 20$: elle ne présente plus de minimum aussi marqué à déformation nulle [Pe97], comme le montre la figure 17.

figure 17 : Courbes d'énergie potentielle des isotones $N = 20$ en fonction de la déformation axiale, calculée par la méthode HFB en utilisant la force de Gogny.

Au point de déformation nulle, pour tous les isotones présentés sur la figure 17, les énergies d'appariement "neutron" sont nulles, ce qui est bien la signature de la fermeture de la couche sphérique $N=20$. De plus, l'énergie d'appariement "neutron" de ^{32}Mg présente un second minimum à grande déformation ($\beta \sim 0.3$), ce qui est donc le signe d'une nouvelle fermeture de couches $N = 20$ à cette valeur de déformation. En ce qui concerne les protons, le comportement de l'énergie d'appariement en fonction de la déformation varie beaucoup dans cette série isotonique ; pour ^{32}Mg , la valeur, qui diminue brusquement quand la déformation dépasse 0.2, s'annule à $\beta \sim 0.45$. Ces comportements des énergies d'appariement expliquent la grande mollesse du potentiel de ^{32}Mg pour les déformations $\beta = 0.3 - 0.5$.

Les mesures expérimentales ont été poursuivies : d'abord par la mesure de la probabilité d'excitation coulombienne $B(E2)\uparrow$ d'un faisceau radioactif de ^{32}Mg obtenu par fragmentation d'un faisceau primaire de ^{40}Ar [Mo95] (voir le cours de J. Kiener), la valeur obtenue, $454 \pm 78 \text{ e}^2\text{fm}^4$, confirme bien l'existence d'une grande déformation. Plus récemment, au Ganil, la détection des rayonnements γ prompts émis au niveau de la cible de fragmentation associée à la détection des fragments dans SPEG a révélé l'existence d'une seconde raie γ d'énergie voisine de 1430 keV ; ainsi le premier état 4^+ de ^{32}Mg se trouverait à 2315 keV [Lo99].

Analysons tout d'abord les valeurs de déformation qui peuvent être extraites de $B(E2)\uparrow$: en supposant l'hypothèse de rotation rigide d'un noyau axial, le moment quadrupolaire intrinsèque vaut 68 efm^2 . En utilisant les diverses relations données au paragraphe V-1d, on obtient un rapport d'axes $c/a \approx 1.5$ et le paramètre β , relié à la différence des demi-axes de l'ellipsoïde, vaut 0.47. Quant aux valeurs des autres paramètres β , elles varient de 0.44 à 0.51. En ce qui concerne le potentiel anisotrope, l'élongation ε est égale à 0.4. La grande variété de toutes ces valeurs numériques montre qu'à grande déformation, il faut préciser quelle définition est utilisée !

De plus, on peut s'interroger sur le bien-fondé de la première hypothèse, rotation rigide d'un noyau axial : si tel était le cas, le niveau 4^+ serait situé à 2940 keV, en désaccord avec le dernier résultat expérimental. Le comportement de ^{32}Mg est certainement plus riche que celui d'un simple rotor axial : il faut poursuivre les mesures et les calculs de sa structure à basse énergie.

VI-2 ^{44}S et la fermeture de couche sphérique à $N = 28$

Il y a plusieurs années, les caractéristiques inattendues de la désintégration β du noyau riche en neutrons ^{44}S (période et probabilité d'émission de neutrons) ont fait suspecter que ce noyau n'avait pas la forme sphérique, attendue dans l'hypothèse simple de la fermeture de couche à $N = 28$ [So93]. Récemment des expériences d'excitation coulombienne ont été menées sur les faisceaux radioactifs de $^{38-44}\text{S}$ à MSU [Sc96,GI97], donnant accès à la fois aux énergies d'excitation du premier état 2^+ de chacun des isotopes, ainsi qu'aux valeurs de probabilités d'excitation, $B(E2)\uparrow$. Ces résultats ainsi que les valeurs connues auparavant des isotopes moins riches en neutrons sont présentés sur la figure 18. Alors que la fermeture de couche sphérique $N = 20$ est bien signée dans ^{36}S , d'une part par une nette augmentation de l'énergie de son premier état excité et d'autre part par une nette diminution de la

probabilité de transition $0^+ \rightarrow 2^+$, le premier état 2^+ de ^{44}S ne présente pas les effets de la fermeture de couche sphérique à $N = 28$.

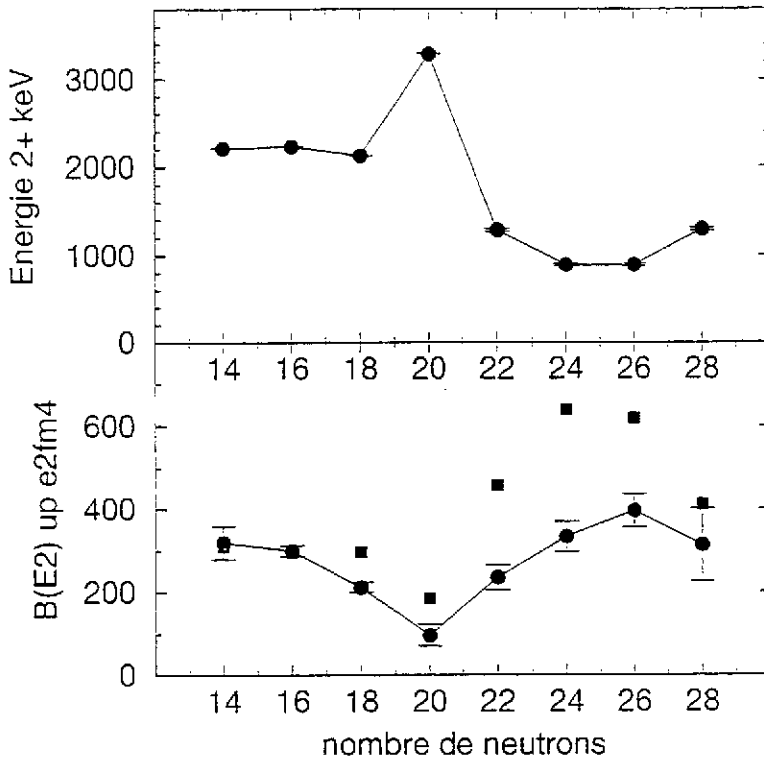


figure 18 : Caractéristiques du premier état 2^+ des isotopes pairs-pairs de soufre en fonction de leur nombre de neutrons :

- en haut, $E(2^+)$ en keV

- en bas, $B(E2 : 0^+ \rightarrow 2^+)$ en $e^2\text{fm}^4$

Les carrés représentent les valeurs calculées d'après la relation empirique établie pour les noyaux proches de la stabilité (voir texte)

S. Raman et al. [Ra89, Ra91] ont effectué une compilation de l'énergie d'excitation $E(2^+_1)$ et de $B(E2 : 0^+ \rightarrow 2^+_1)$ dans un grand nombre de noyaux pairs-pairs proche de la vallée de stabilité et ont établi des relations empiriques existant entre ces deux quantités. Par exemple une systématique globale sur toute la table de masse donne la relation suivante : $B(E2 : 0^+ \rightarrow 2^+_1) E(2^+_1) = 2.6 Z^2 A^{-2/3}$. Les valeurs des $B(E2 : 0^+ \rightarrow 2^+_1)$ obtenues à partir des énergies $E(2^+_1)$ mesurées dans les divers isotopes de soufre sont indiquées par des carrés sur la figure 18. On peut constater le bon accord avec les valeurs expérimentales lorsque $N \leq 20$, par contre les valeurs mesurées dans les isotopes plus riches en neutron sont à peu près deux fois plus faibles que celles attendues d'après la systématique. Cela démontre, une fois de plus, que les propriétés des noyaux riches en neutron ne peuvent être déduites de l'extrapolation simple de celles des noyaux proches de la ligne de stabilité.

VII- CONCLUSION

Grâce à des modèles simples dont les caractéristiques générales ont été décrites dans ce cours, les valeurs des probabilités de transition entre états excités, ainsi que les valeurs des moments multipolaires des états fondamentaux ou excités permettent de déterminer qualitativement le comportement des noyaux. Une description quantitative nécessite, quant à elle, des modèles nucléaires plus élaborés, où le champ moyen est déterminé d'une manière auto-cohérente et pour lesquels les calculs prennent en compte les corrélations entre nucléons de valence (calculs au-delà du champ moyen).

REMERCIEMENTS

Je suis heureuse de dédier ce cours à Monsieur le Professeur Y. Abgrall : mon initiation aux modèles nucléaires date de son enseignement de Physique Nucléaire Théorique, que j'ai suivi dans le cadre du DEA de Physique Nucléaire de Bordeaux. Je tiens, par ailleurs, à remercier ma fidèle lectrice (et correctrice), Isabelle Deloncle, pour avoir accepté, une fois encore, de relire mes écrits avant diffusion.

REFERENCES

Lorsqu'il n'y a pas d'indication de référence, les schémas de niveaux reportés dans ce cours, ainsi que les valeurs de probabilités de transition ont été extraits de la huitième édition de "Table of isotopes" (éditeur R.B. Firestone, John Wiley & sons, New York).

- [Ah93] I. Ahmad et P.A. Butler, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci.* 43 (1993) 71
 [Be89] R. Bengtsson et al., *Phys. Scripta* 39 (1989) 196
 [Bo57] A. Bohr et B. Mottelson, *Nucl. Phys.* 4 (1957) 529
 [Bu96] P.A. Butler et W. Nazarewicz, *Rev. of Mod. Phys.* 68 (1996) 349
 [Ca98] E. Caurier et al., *Phys. Rev. C* 58 (1998) 2033 et références incluses
 [Co99] A. Coc et al., à paraître, *Phys. Rev. C* (1999)
 [Da58] A.S. Davydov et G.F. Filippov, *Nucl. Phys.* 8 (1958) 237
 [De79] C. Détraz et al., *Phys. Rev. C* 19 (1979) 164
 [Di90] R.M. Diamond et al., *Phys. Rev. C* 41 (1990) R1327
 [En79a] P.M. Endt, *ADNDT* 23(1979)3
 [En79b] P.M. Endt, *ADNDT* 23(1979)547
 [En81] P.M. Endt, *ADNDT* 26(1981)47
 [Ga94] B. Gall et al., *Z. Phys.* A348 (1994) 183
 [Gl97] T. Glasmacher et al., *Phys. Lett.* B395 (1997) 163
 [Gr81] E. Grosse et al., *Phys. Scripta* 24 (1981) 337
 [He62] K. T. Hecht et G. R. Satchler, *Nucl. Phys.* 32 (1962) 286
 [La78] S.E. Larsson, G. Leander et I. Ragnarsson, *Nucl. Phys.* A307 (1978) 189
 [Lo68] K. E. G. Löbner, *Phys. Lett.* 26B (1968)369
 [Lo99] M.J. Lopez-Jimenez et al., XXXVII International Winter Meeting on Nuclear Physics, 25-29 Janvier 1999, Bormio, Italie ; F. Azaiez et al., "The Nucleus: New Physics for the New Millennium, 18-22 Janvier 1999, National Accelerator Center, Faure, South Africa
 [Me75] J. Meyer-ter-Vehn, *Nucl. Phys.* A249 (1975) 111 et 141
 [Mo95] T. Motobayashi et al., *Phys. Lett.* B346 (1995) 9
 [NDS] Nuclear Data Sheets, "Summary of bases for spin and parity assignments"
 [Pe97] S. Péru, thèse de l'Université Paris VII, 1997
 [Pu98] C.S. Purry et al., *Nucl. Phys.* A632 (1998) 229
 [Ra89] S. Raman et al., *ADNDT* 42(1989)1 and
 [Ra91] S. Raman et al., *Phys. Rev. C* 43 (1991) 556
 [Ro98] B. Roussière et al., *Nucl. Phys.* A643 (1998) 331
 [Sc96] H. Scheit et al., *Phys. Rev. Lett.* 77 (1996) 3967
 [So93] O. Sorlin et al., *Phys. Rev. C* 47 (1993) 2941
 [Th75] C. Thibaud et al., *Phys. Rev. C* 12 (1975) 644
 [Wa83] D. Ward et al., *Nucl. Phys.* A406 (1983) 591
 [Wi93] P. Willsau et al., *Phys. Rev. C* 48 (1993) R494
 [Wi94] P. Willsau et al., *Nucl. Phys.* A574 (1994) 560

Voici les titres de quelques livres spécialisés traitant du sujet de ce cours :

- | | |
|--|--|
| "Nuclear Structure" (volumes 1 et 2) | A. Bohr and B.R. Mottelson
(W.A. Benjamin, New York) |
| "The Nuclear Shell Model" | K. Heyde
(Springer-Verlag) |
| "Shapes and Shells in Nuclear Structure" | S.G. Nilsson and I. Ragnarsson
(Cambridge University Press) |

Exploration du milieu vivant par microsonde nucléaire

Ph. Moretto

*Centre d'Etudes Nucléaires de Bordeaux-Gradignan,
BP 120, Le Haut Vigneau, 33175 Gradignan cedex*

RESUME

La microsonde nucléaire est un instrument de microanalyse chimique élémentaire bien adapté à la mesure d'éléments trace dans les milieux vivants. Elle tire parti des différents produits de réaction émis au cours de l'interaction de particules chargées avec la matière dans le domaine du MeV. La fluorescence X induite (PIXE), la rétrodiffusion Rutherford (RBS), l'analyse par réactions nucléaires et la microscopie ionique en transmission (STIM) sont des techniques d'analyse et d'imagerie qui peuvent être mises en œuvre simultanément à l'aide de ce microfaisceau. Les analyses peuvent être réalisées avec une sensibilité de l'ordre de la partie par million, la résolution spatiale du micromètre et en mode multi-élémentaire. La combinaison des techniques de cartographie chimiques et de microscopie ionique permet d'obtenir toute une gamme d'informations sur la cible en cours d'analyse.

ABSTRACT

The nuclear microprobe is an instrument of element microanalysis, with imaging capabilities, particularly suitable for the measurement of trace elements in biological tissues. It makes use of the numerous types of emitted radiation resulting from the interaction of MeV charged particles with matter. Particle Induced X-ray Emission, Rutherford Backscattering Spectrometry, Nuclear Reaction Analysis and Scanning Transmission Ion Microscopy are analysis or imaging techniques which can be simultaneously carried out using a particle microbeam. The analysis may be routinely achieved at the part per million level of sensitivity, the micron spatial resolution and in multi-elemental mode. In addition, the combination of elemental mapping with high resolution STIM imaging allows the technique to provide a wealth of useful information on the sample under investigation.

I. INTRODUCTION

L'idée d'utiliser des particules chargées comme projectile pour la mise en œuvre des techniques de fluorescence X date de 1970 (Johansson *et al.*, 1970). Johansson utilise un faisceau intense de protons de quelques MeV, délivré par un accélérateur électrostatique, associé à un détecteur X de type Si(Li), ce qui permet alors d'obtenir une méthode d'analyse multi-élémentaire très sensible : la technique PIXE (Particle Induced X-ray Emission). Cette sensibilité est due essentiellement à l'intensité des faisceaux de particules disponibles, à leur pouvoir ionisant et surtout à l'excellent rapport signal/bruit de fond, bien meilleur que celui obtenu avec des tubes à rayons X ou des faisceaux d'électrons.

II. LA MICROSONDE NUCLEAIRE

Depuis ces premiers travaux, le principal développement fut l'avènement des microfaisceaux de particules. En effet, depuis une quinzaine d'années, se sont développées les techniques de focalisation des faisceaux d'ions de quelques MeV. Elles permettent de réduire la taille des faisceaux jusqu'à des dimensions microscopiques. Il est alors possible, en balayant l'échantillon, d'obtenir une analyse point par point et donc une cartographie chimique élémentaire.

Les accélérateurs de particules utilisés sont généralement de type électrostatique (Typiquement Van de Graaff de 2 à 4 MV). Ils délivrent des faisceaux continus intenses de protons ou particules alpha avec une très bonne stabilité en énergie ($\frac{\Delta E}{E} \leq 10^{-3}$). Les optiques de focalisation n'étant pas parfaitement achromatiques, cette stabilité est absolument nécessaire pour l'obtention de ces microfaisceaux. L'optique focalisante est généralement constituée par des lentilles quadrupolaires magnétiques associées sous forme de doublet, triplet ou quadruplet. Elles permettent d'obtenir dans le plan de l'échantillon (plan focal image de l'optique) un faisceau dont le diamètre est inférieur à un micromètre.

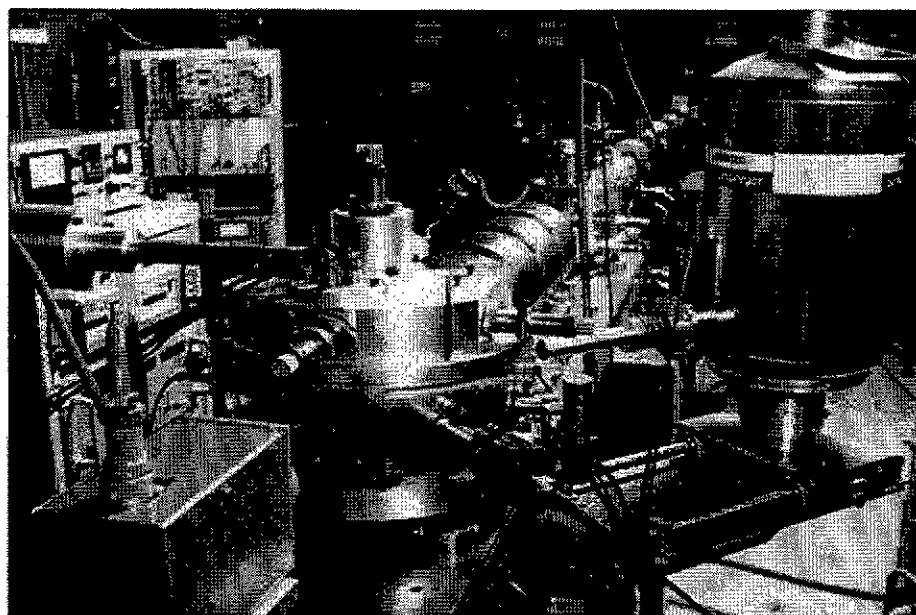


Fig. 1 : La ligne micro-faisceau du CENBG. La chambre d'analyse est au premier plan ; au second plan on distingue les quatre lentilles de focalisation.

Ces microsondes permettent non seulement de mettre en œuvre les techniques de fluorescence mais également des techniques plus spécifiquement "nucléaires": analyse par réactions nucléaires, retrodiffusion Rutherford (Rutherford Backscattering Spectrometry) ou encore microscopie ionique en transmission (Scanning Transmission Ion Microscopy). Ces techniques sont complémentaires. On peut ainsi accéder aux éléments très légers ($Z \leq 10$) par réaction nucléaire en complément de l'analyse PIXE, cette dernière ne permettant pas de doser ces éléments. Par ailleurs, une information isotopique est disponible (information

sur A) contrairement à la fluorescence qui donne une information chimique (détection en Z). On peut également mettre en œuvre simultanément PIXE et RBS. En effet, la technique de diffusion Rutherford autorise le dosage des principaux constituants de toute matière organique (C^{12} , N^{14} , O^{16}), ce qui permet de déterminer la masse de l'échantillon irradié et donc d'exprimer les résultats quantitatifs en termes de concentration.

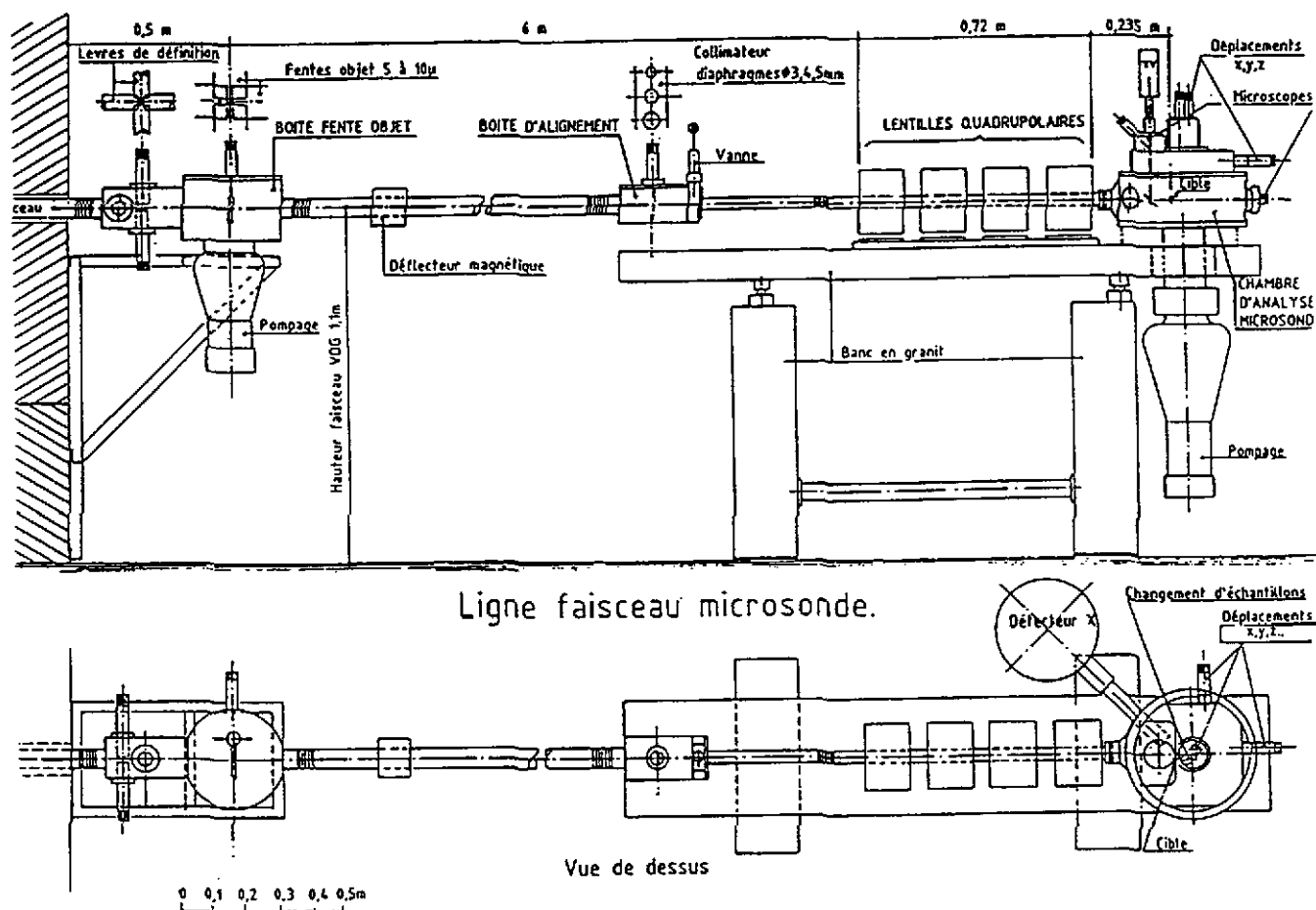


Fig. 2 : La ligne micro-faisceau du CENBG : vues de profil et de dessus.

Intérêt de la fluorescence X induite

Grâce à l'utilisation de détecteur X en dispersion d'énergie de type semi-conducteur Si(Li), la nature multi-élémentaire de la technique permet de cartographier plus d'une dizaine d'éléments au cours de la même analyse avec des dimensions de balayage variant de 20 μm à 2 mm et une résolution spatiale optimale de l'ordre du micromètre.

Au delà de ces spécificités liées à la mise en œuvre sur microsonde nucléaire, on peut rappeler les avantages plus particulièrement associés à la technique PIXE :

- une très bonne sensibilité, en analyse de routine, sur la majeure partie du tableau périodique ($Z > 10$), avec une limite relative inférieure de détection de l'ordre du 10^{-6} g/g et une limite absolue en

microfaisceau de 10^{-16} g. Cette limite peut être optimisée sur une zone particulière du tableau périodique en choisissant l'énergie des particules incidentes et le type de raies X détectées (raie K ou L). Dans ces conditions, cette valeur ne varie pas plus d'un ordre de grandeur (entre 10^{-5} et 10^{-6} g/g) sur le domaine $10 < Z < 92$.

- l'analyse PIXE est extrêmement sûre. L'identification des raies X est non ambiguë et les interférences spectrales généralement limitées. Les codes actuels de déconvolution des spectres de fluorescence X permettent de résoudre la plupart des situations en cible mince et obtenir des résultats quantitatifs absolus sans faire appel à des échantillons standards. Les rendements d'émission X sont, en effet, bien connus ainsi que la réponse des détecteurs à semi-conducteur. Ces codes permettent également de travailler en cible épaisse, situation où interviennent des effets de matrice sous forme de ralentissement des projectiles et d'atténuation du rayonnement X émis. Ces phénomènes peuvent être modélisés de manière assez simple et l'analyse en cible épaisse est de plus en plus utilisée dans des cas où aucune alternative n'est possible.

- le peu d'influence de la matrice sur l'analyse PIXE peut cependant être interprété comme une limitation. En effet, aucun renseignement sur l'environnement chimique de l'élément détecté n'est accessible ; pas plus que d'information isotopique. Il faut également noter que les échantillons doivent être placés sous vide pour l'irradiation, ce qui pour des tissus vivants hydratés, nécessite l'emploi de techniques de préparation sophistiquées, la plus sûre étant la cryofixation/lyophilisation. Enfin, la principale limitation de cette technique est due aux dommages occasionnés par le dépôt d'énergie dans l'échantillon de particules de plusieurs MeV. Ce problème est particulièrement aiguë en microfaisceau où le volume d'interaction ne dépasse pas quelques μm^3 .

Domaines d'application

L'analyse PIXE est particulièrement bien adaptée au dosage d'éléments lourds dans des matrices légères. Elle excelle donc dans l'analyse de tissus vivants où la matrice organique n'émet qu'un rayonnement X de très basse énergie. Elle permet le dosage des métaux traces essentiels (Mn, Fe, Cu, Zn ...) et des minéraux (Na, Mg, P, S, K, Ca...), des éléments endogènes impliqués dans le métabolisme de tout être vivant. Elle autorise également le dosage des métaux lourds et des toxiques, que ce soit dans le cadre d'études environnementales (pollution par Cd, Hg, Pb...) ou d'études de toxicologie/pharmacologie. Mise en oeuvre à l'aide d'une microsonde nucléaire, l'analyse de coupes de tissus, non incluses dans des résines est possible soit à l'échelle du tissu, soit à l'échelle cellulaire et subcellulaire. Quelques applications biomédicales des microsondes nucléaires sont présentées à la fin de ce cours. Pour une revue plus détaillée, le lecteur pourra se référer à (Moretto et Llabador, 1997).

III. LES BASES DE LA FLUORESCENCE X INDUITE PAR PARTICULE CHARGÉE

Les techniques de fluorescence X sont basées sur l'excitation du cortège électronique par ionisation des couches atomiques profondes (K ou L) ; la désexcitation produisant ensuite l'émission d'un rayonnement X caractéristique. Rappelons ici quelques notions de base qui permettront au lecteur d'aborder cette technique de manière pratique et surtout d'en comprendre les spécificités. Pour de plus amples détails, on pourra se référer à (Mitchell et Barfoot, 1981), (Cohen et Clayton, 1989) et (Johansson et Johansson, 1976).

On peut schématiser l'émission de fluorescence X comme un processus en deux étapes; l'ionisation puis l'émission X proprement dite. A de rares exceptions près¹, l'atome ionisé n'a pas le "souvenir" de la manière dont il a été amené dans cet état que ce soit au cours de l'interaction avec un proton, un électron ou encore un photon X. Nous rappellerons donc brièvement dans un premier temps les principes de l'émission X de façon totalement indépendante du phénomène ionisateur.

L'émission de fluorescence X

Le réarrangement du cortège électronique résultant de la création d'une lacune dans une couche interne (K ou L) peut s'accompagner de l'émission de raies X. Lorsque la lacune est comblée par un électron provenant d'une couche plus externe, la transition libère une énergie correspondant à la différence des énergies de liaison sur les couches électroniques impliquées.

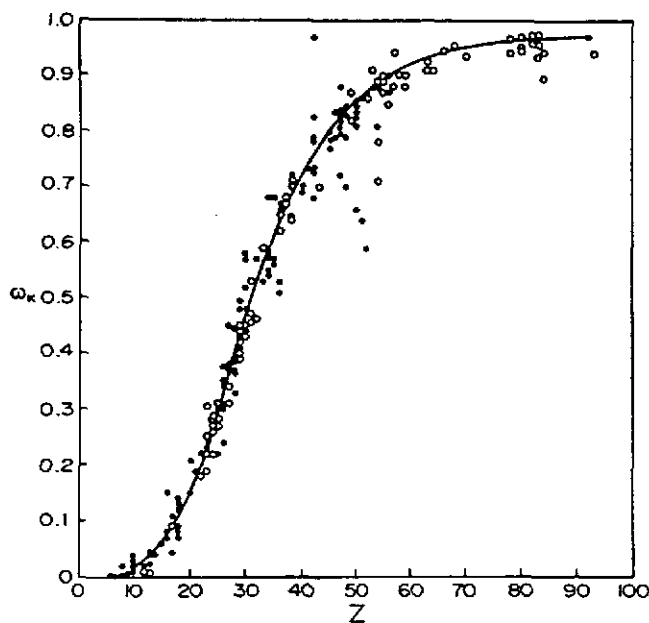


Fig.3: Rendement de fluorescence expérimental ω_K en fonction du numéro atomique, d'après (Bambynek et al., 1972)

Cette énergie peut alors soit être dissipée directement par émission X (émission radiative), soit être transférée à un électron périphérique, qui est éjecté. On parle alors d'émission Auger, un processus non-radiatif qui entre en compétition avec l'émission X. La contribution relative des deux phénomènes est généralement caractérisée, pour un élément et une couche donnée, par le rendement de fluorescence ω . Ce paramètre représente la

¹ lorsque l'ionisation provient d'une collision avec un ion lourd, les cortèges électroniques des deux partenaires peuvent se recouvrir pendant un temps suffisamment long pour qu'il y ait formation d'orbitales quasi-moléculaires. Dans ce cas, la nature du projectile influe donc sur les caractéristiques des transitions électroniques ultérieures.

probabilité pour qu'une lacune créée sur cette couche donne lieu à l'émission d'un photon X. A titre d'exemple, l'évolution de ω_K , rendement pour la couche K, en fonction du numéro atomique Z est décrite sur la Fig. 3. Il apparaît nettement que l'émission Auger est prépondérante pour les faibles numéros atomiques.

Seules certaines transitions électromagnétiques, de type dipolaire électrique, sont autorisées par les règles de sélection:

$$\Delta n \geq 1, \quad \Delta l = \pm 1 \quad \text{et} \quad \Delta j = \pm 1 \text{ ou } 0$$

où n , l et j représentent respectivement le nombre quantique principal et les nombres quantiques associés aux moments angulaires orbital et total.

Il en résulte que les seules raies X qui puissent être émises à la suite d'une ionisation de la couche K proviennent des transitions L_2 -K et L_3 -K (d'après la nomenclature de Siegbahn, raies $K\alpha_1$ et $K\alpha_2$) ou encore des transitions M-K et N-K (raies $K\beta_1$, $K\beta_2$ et $K\beta_3$).

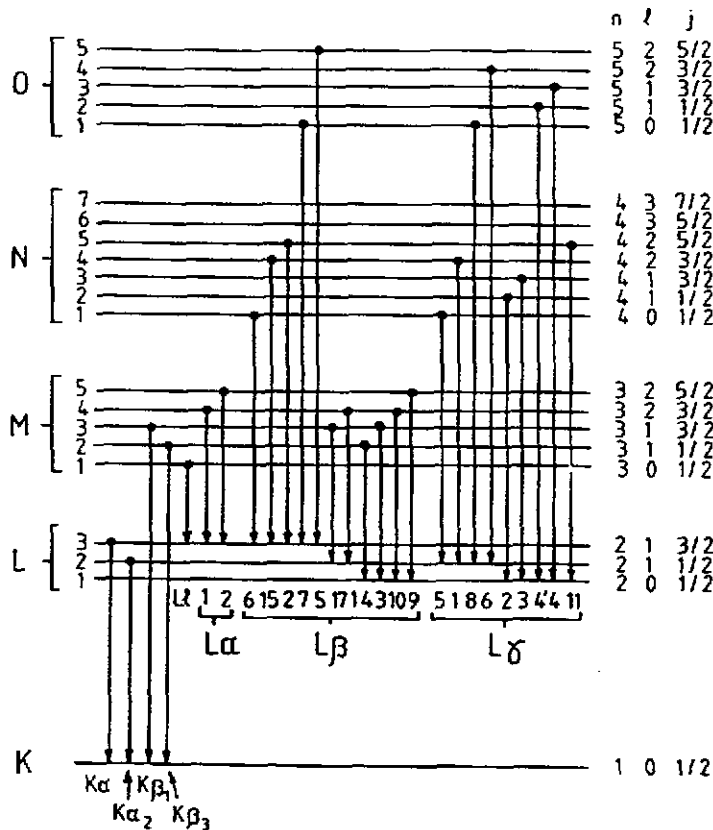


Fig. 4: Les principales transitions radiatives permises (Séries K et L) dans la notation conventionnelle (Siegbahn) à gauche et dans la notation spectroscopique à droite (Cohen et Clayton, 1989)

Bien que les probabilités relatives d'émission varient en fonction du numéro atomique, l'émission du groupe $K\beta$ est généralement moins probable que celle du groupe $K\alpha$. Les différences d'énergie entre les raies $K\alpha_1$, $K\alpha_2$, puis $K\beta_1$, $K\beta_2$ et $K\beta_3$, sont inférieures à la résolution des détecteurs $Si(Li)$, et ce jusqu'au numéro

atomique $Z = 35$. Ces raies K sont donc au moins partiellement convoluées et apparaissent sur les spectres sous la forme d'un doublet $K\alpha/K\beta$ très caractéristique.

Lorsque la lacune initiale est créée dans une des sous-couches L, des transitions non radiatives, dites de Koster-Krönig, peuvent avoir lieu entre les niveaux d'une même couche. Ces transitions, plus rapides que les transitions inter-couches, provoquent alors une redistribution des lacunes entre les trois sous-couches L_1 , L_2 et L_3 avant la transition finale.

La situation est donc beaucoup plus complexe que pour la couche K et on doit définir un rendement de fluorescence ω_{L_i} ($i = 1,2,3$) pour chaque sous-couche. C'est en général ω_{L_3} qui est le plus élevé, les lacunes ayant tendance à se localiser sur L_3 après la série des transitions Koster-Krönig. Ces rendements sont beaucoup plus faibles que pour la couche K. Les transitions radiatives permises sont illustrées sur la Fig. 4, et les énergies des principales raies X sont portées sur la Fig. 5 en fonction du numéro atomique Z de l'atome émetteur. Les intensités relatives entre ces différentes raies sont bien connues tout au moins pour les transitions K. Pour les raies L, les valeurs dépendent de la sous-couche impliquée dans la transition. Or les sections efficaces d'ionisations sont différentes pour chacune des sous-couches L_i et varient en fonction du projectile. Il est donc difficile de donner des valeurs générales pour ces raies L. Pour une étude détaillée, se reporter à (Salem *et al.*, 1974).

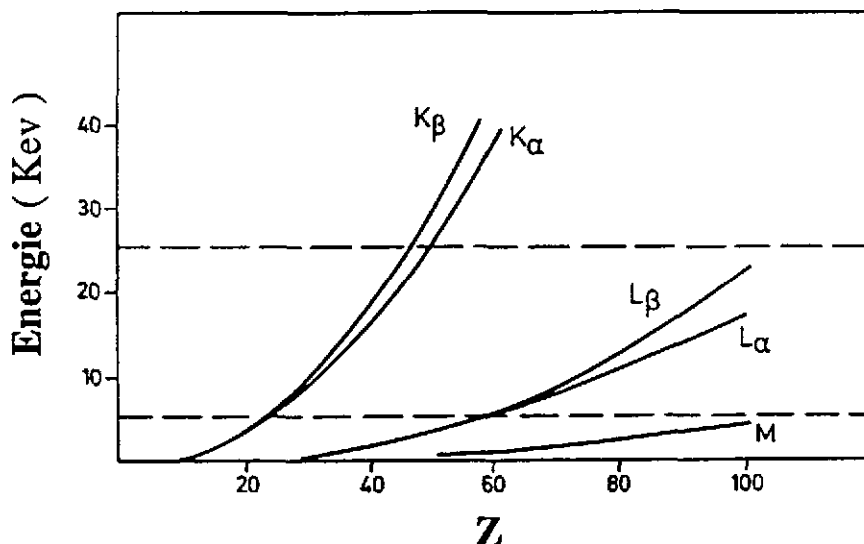


Fig. 5 : Énergies caractéristiques des raies K, L et M en fonction du numéro atomique Z (d'après Mitchell et Barfoot, 1981)

L'ionisation par particules chargées

Des particules chargées (proton, alpha) peuvent être utilisées comme projectiles. Les modèles théoriques permettant de rendre compte de l'ionisation des couches atomiques profondes sont basés sur l'interaction coulombienne entre un électron lié et une particule chargée incidente dans une gamme d'énergie où les partenaires de la collision peuvent être considérés comme des particules de charge ponctuelle. Ces approches théoriques se limitent généralement aux protons et particules alpha dans la gamme d'énergie 1-5 MeV. Parmi

les modèles les plus couramment employés, on peut citer l'approximation de Born en ondes planes (Plane Wave Born Approximation) (Merzbacher et Lewis, 1958), l'approximation semi-classique (Semi-classical Approximation, SCA) (Hansteen et Mosebeke, 1973), ou encore l'approximation du choc binaire (Binary Encounter Approximation, BEA) (Garcia, 1970).

La probabilité d'ionisation d'une couche atomique est décrite par la section efficace d'ionisation σ_i . Les valeurs prédites par les différents modèles théoriques sont en général en bon accord ($\pm 30\%$) avec les données expérimentales, ce qui semble satisfaisant si l'on note que les variations en fonction du numéro atomique Z de l'atome ionisé peuvent atteindre 3 à 4 ordres de grandeurs. Elles rendent compte en particulier:

- de la décroissance rapide de σ_i en fonction du numéro atomique de l'atome cible, pour une énergie d'incidence E fixée
- de la variation de σ_i en fonction de l'énergie E d'incidence pour un atome cible donné. σ_i croît en fonction de E et atteint une valeur maximale lorsque la vitesse de l'ion incident est comparable à celle de l'électron sur sa couche
- de la dépendance de σ_i en $\left(\frac{E}{4}\right)^4$ en fonction de l'énergie par nucléon du projectile E/A . Ceci explique notamment l'utilisation préférable de particules légères (protons) si l'on veut optimiser σ_i .

L'incertitude sur la valeur absolue de ces sections efficaces est cependant encore trop grande pour qu'elles puissent être employées dans le calcul de résultats quantitatifs lors de la mise en œuvre d'une technique d'analyse. Dès 1976, Johansson développe une formule semi-empirique, à partir du modèle de Garcia dans le cadre de la théorie BEA. Ce modèle prédit l'existence d'une fonction universelle, valable pour tous les éléments et pour des protons dans une gamme d'énergie autour de quelques MeV. Celle-ci permet d'exprimer le produit $\sigma_i U_j^2$ (σ_i est la section efficace d'ionisation, U_j est l'énergie de liaison sur la couche j , avec $j = K$

ou L) en fonction de $\frac{E}{\lambda U_j}$ (E est l'énergie d'incidence et λ le rapport des masses proton sur électron) :

$$\text{Ln}(\sigma_i U_j^2) = \sum_{n=1}^5 b_n x^n \quad \text{avec} \quad x = \text{Ln}\left(\frac{10^{-3} E}{\lambda U_j}\right)$$

Si on exprime E et U_j en eV et si on prend 10^{-14} cm^2 comme unité de section efficace, on peut porter les valeurs expérimentales de $\sigma_i U_j^2$ pour les couches K et L, sur le graphe suivant :

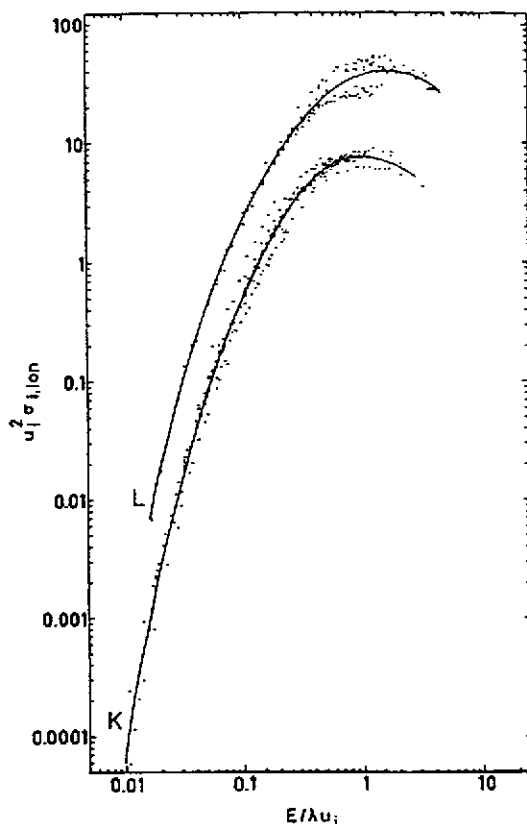


Fig. 6 : Tracés des valeurs expérimentales (points noirs) utilisées pour le calcul de la fonction semi-empirique. Les courbes en trait plein représentent le polynôme d'ordre 5 ajusté sur ces valeurs.

Par ailleurs, une nouvelle approche développée sur la base des travaux de Merzbacher et Lewis, la théorie "ECPSSR", prend en compte les différentes corrections illustrées dans cette abréviation : (Energy loss, Coulomb field, Perturbation of the atomic Stationary States, Relativistic effects). Ce modèle développé par Brandt et Lapicki (1981) est ensuite utilisé par Cohen et Harrigan (1985)

pour calculer et publier une table des sections efficaces d'ionisation en protons et particule alpha qui est aujourd'hui couramment employée. Enfin Johansson et Campbell (1988) vérifient les valeurs prédites par la théorie ECPSSR grâce à la formule semi-empirique de Johansson. Ces valeurs font actuellement référence dans le domaine. Elles sont utilisées en particulier par GUPIX, un programme de traitement des données pour l'analyse PIXE, développé par Campbell et largement utilisé aujourd'hui (Maxwell et Campbell, 1989).

A partir des paramètres précédemment décrits, on peut définir la section efficace de production d'une raie X de la manière suivante : $\sigma_p = \sigma_i \omega b$ où ω est le rendement de fluorescence de la couche impliquée et b l'intensité relative d'émission de la raie considérée. Grime et Watt (1984) ont tracé ces sections efficaces pour des protons, à partir des valeurs de Johansson pour l'émission des raies $K\alpha$ et des raies L (cumulées) en fonction de l'énergie d'incidence et pour différents éléments émetteurs (Fig. 7). Ces sections efficaces peuvent dépasser la centaine de barns pour l'émission de raies $K\alpha$ par des éléments entre Al et Br. Il en est de même pour les raies L par des éléments entre Br et U. Il est nettement visible que l'on peut optimiser ces sections efficaces sur les éléments les plus lourds en augmentant l'énergie d'incidence.

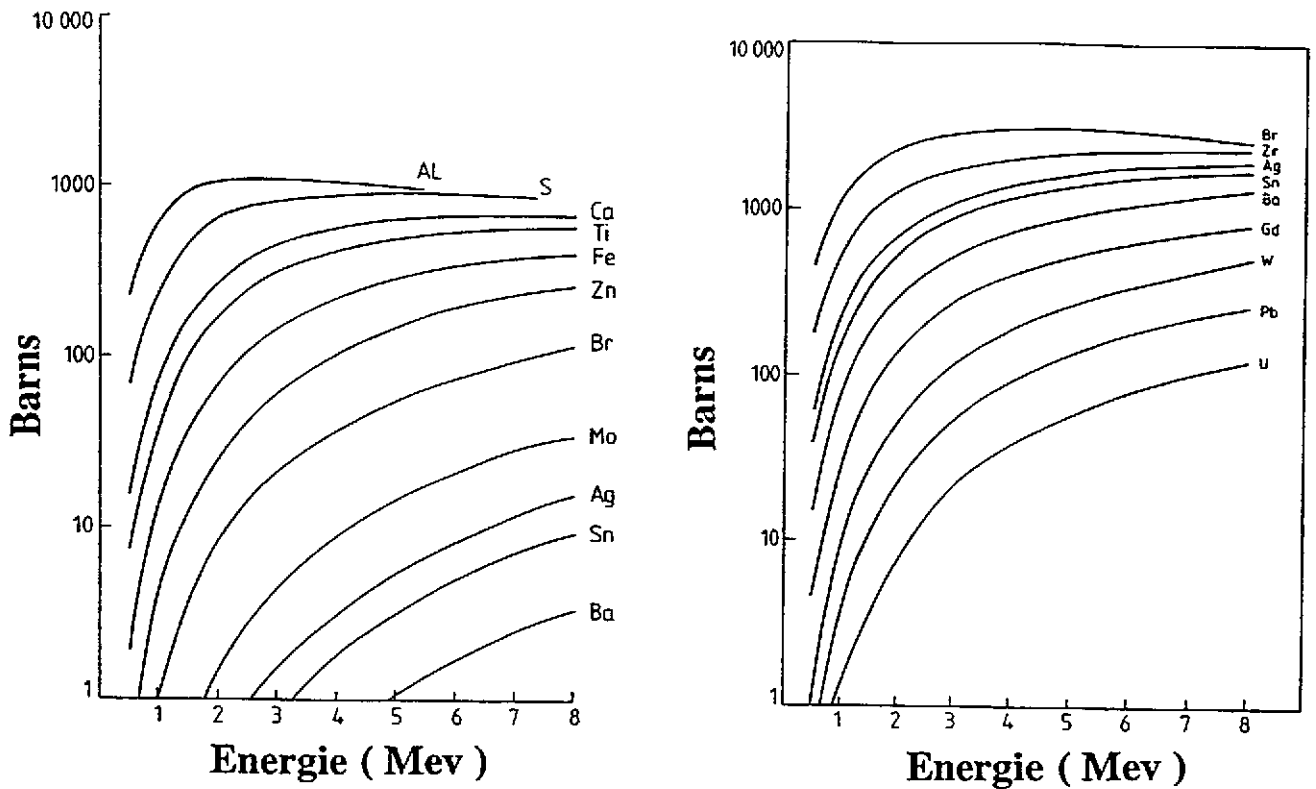


Fig. 6 : Sections efficaces de production des raies X de type $K\alpha$ (à gauche) et L cumulée (à droite) en fonction de l'énergie des protons incidents et pour quelques éléments caractéristiques.

Si l'on porte la limite relative de détection de la technique, exprimée en g/g, en fonction de l'énergie d'incidence des protons et du numéro atomique de l'atome émetteur (Fig. 7), on observe deux zones où la sensibilité est optimale. La première se situe pour $20 \leq Z \leq 30$ avec $1 \leq E_p \leq 3$ MeV (détection de raie K); la seconde pour $70 \leq Z \leq 90$ et $2 \leq E_p \leq 5$ MeV (détection de raie L). On peut enfin noter que quasiment tout le tableau périodique est couvert avec une limite relative de détection inférieure à $4 \cdot 10^{-6}$ g/g.

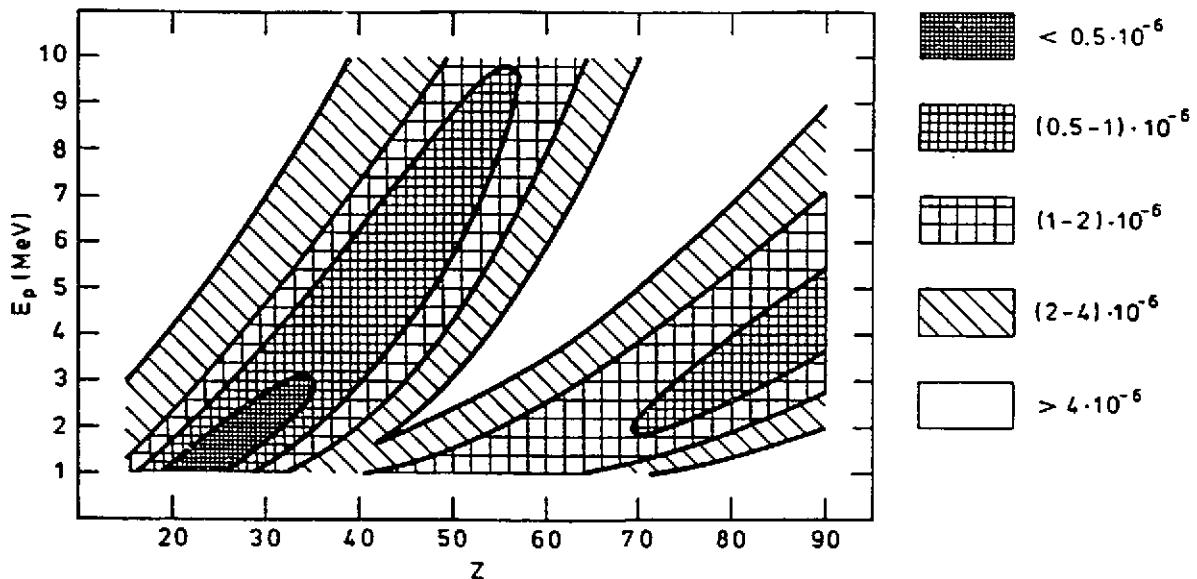


Fig. 7 : Concentration minimale détectable en cible mince, et pour une matrice de carbone, en fonction de l'énergie des protons et du numéro atomique de l'élément recherché (Johansson et Johansson, 1976)

Bruit de fond

La sensibilité de la technique PIXE peut être limitée par un bruit de fond continu apparaissant sur les spectres X. Il provient essentiellement des trois composantes suivantes:

- Le rayonnement de freinage (Bremsstrahlung) des électrons secondaires éjectés de la cible pendant l'irradiation. Ce rayonnement électromagnétique apparaît à chaque fois qu'une particule subit une accélération. Cette composante du bruit de fond est limitée à la partie basse énergie du spectre. La limite supérieure en énergie, E_{\max} , correspond à l'énergie maximale qu'un proton incident peut transmettre à un électron libre au cours d'une collision :

$$E_{\max} = 4 \frac{m_e}{M} E$$

(où M est la masse du proton, E son énergie d'incidence et m_e la masse de l'électron).

- Le rayonnement de freinage des particules incidentes qui prédomine à haute énergie sur le spectre. La section efficace de ce phénomène:

$$\frac{d\sigma}{dE_x} = C \frac{AZ^2Z_1^2}{EE_x} \left(\frac{Z}{A} - \frac{Z_1}{A_1} \right)$$

où :

E_x est l'énergie du rayonnement X émis

Z, A, E sont la charge, la masse et l'énergie de la particule incidente

Z_1, A_1 sont la charge et la masse de l'atome cible

On peut donc remarquer qu'elle est inversement proportionnelle à l'énergie E d'incidence. D'autre part la contribution de ce bremsstrahlung s'annule lorsque projectile et cible ont le même rapport Z/A . Pour la plupart des cibles, en particulier pour les matrices organiques, ce rapport est voisin de 1/2. Par conséquent, ce bruit de fond disparaît pour des alpha ou des ions lourds ; ce qui n'est pas le cas pour des protons.

- La diffusion Compton du rayonnement gamma émis éventuellement par la cible. Cette émission gamma est essentiellement due au phénomène d'excitation coulombienne des noyaux. Elle n'intervient de manière significative que si l'énergie d'incidence est supérieure à la barrière coulombienne du noyau cible. Pour des protons en dessous de 3 MeV, ce phénomène n'apparaît que rarement.

IV. LA MICROSCOPIE IONIQUE PAR TRANSMISSION

Analyse bi-dimensionnelle

La technique de microscopie ionique en transmission (STIM-Scanning Transmission Ion Microscopy) est basée sur un principe simple : l'échantillon à analyser est balayé par le micro-faisceau ; l'énergie résiduelle des ions transmis est mesurée grâce à un détecteur de particules (en général un détecteur à semi-conducteurs) placé à 0°. L'analyse est réalisée point par point, de manière à obtenir une cartographie bi-dimensionnelle de l'énergie transmise.

Dans cette gamme d'énergie, le ralentissement des ions est essentiellement de nature électronique et dépend, pour un matériau de composition donnée, de l'épaisseur de la cible traversée ou, plus exactement, de sa masse surfacique (en g/cm²). Ainsi, l'image obtenue par microscopie STIM constitue une cartographie point par point de la masse surfacique de l'échantillon. Expérimentalement, l'épaisseur de la cible analysée est limitée par le parcours des ions dans le matériau, à savoir quelques centaines de microns dans un échantillon biologique déshydraté, pour des protons de quelques MeV.

Une telle géométrie de détection impose des courants sur cible très faibles, ne dépassant pas quelques milliers d'ions par seconde (< 1 femtoampère). Néanmoins, quelques minutes suffisent en général pour obtenir une statistique correcte, compte tenu de l'efficacité de collection des ions (~100 %). L'utilisation de courants aussi faibles confère à la technique STIM deux avantages intéressants :

- le faisceau étant fortement collimaté et finement focalisé, la résolution spatiale obtenue est inférieure au micromètre.
- la dose reçue par l'échantillon étant très faible, l'analyse STIM ne provoque pratiquement aucun dommage sur la cible.

Calcul de densité

Dans la plupart des applications, la microscopie STIM est utilisée de façon qualitative, pour l'imagerie 2D de petits échantillons. Le paramètre de contraste de l'image est alors directement lié à la perte d'énergie des ions transmis. Cependant, une cartographie quantitative de l'épaisseur de l'échantillon peut également être obtenue. Le principe est de convertir le ralentissement des ions en une épaisseur traversée, par l'intermédiaire du pouvoir d'arrêt du matériau :

$$(\rho x) = \int_{E_0}^{E_0 - \Delta E} \left[\frac{dE}{d(\rho x)} \right]^{-1} dE \quad (1)$$

Dans cette expression, $\left[\frac{dE}{d(\rho x)} \right]$ désigne le pouvoir d'arrêt (en $\text{keV} \cdot \text{g}^{-1} \cdot \text{cm}^2$), ρ la masse volumique du matériau, et (ρx) l'épaisseur traversée (en g/cm^2). Les limites d'intégration E_0 et $E_0 - \Delta E$ sont respectivement l'énergie incidente et transmise de l'ion (en keV).

Des tables de pouvoirs d'arrêt (Janni, 1982 ; Andersen et Ziegler, 1977) existent pour la plupart des éléments et pour certains composés usuels. Pour des composés (ou des mélanges), ces pouvoirs d'arrêt peuvent être calculés à partir de la règle d'additivité de Bragg:

$$\left[\frac{dE}{d(\rho x)} \right]_{\text{matériau}} = \sum_{\text{éléments } i} f_i \left[\frac{dE}{d(\rho x)} \right]_{\text{élément } i}$$

où f_i désigne la fraction massique de l'élément i dans le matériau. Lorsque la composition du matériau est connue, une simple intégration en énergie du pouvoir d'arrêt permet donc d'obtenir la masse surfacique de l'échantillon.

Intérêt

La microscopie STIM est particulièrement employée en complément de la technique PIXE. En effet, cette technique ne permet pas toujours d'identifier les différentes structures apparaissant sur les cartographies chimiques élémentaires 2D. Ceci peut être fait en réalisant une image STIM avant l'analyse PIXE. Cette méthode est d'autant plus utile que, très souvent, les échantillons analysés sont opaques au microscope optique. En STIM la seule préparation nécessaire est une simple cryofixation / lyophilisation afin de permettre l'analyse sous vide, ce qui préserve la structure de l'échantillon ainsi que les distributions élémentaires.

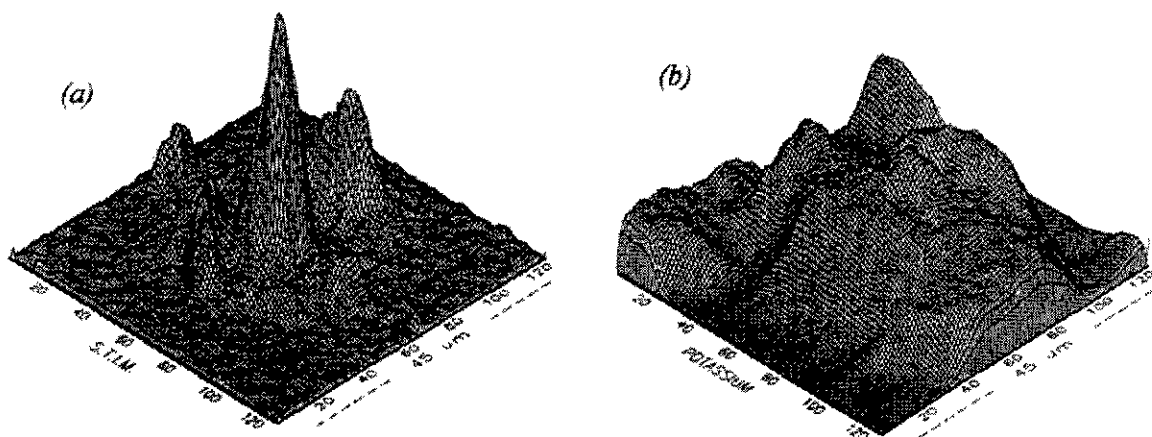


Fig.8 : Etude en microscopie STIM (a) et PIXE (b) d'une cellule cancéreuse mononucléée (lignée IGROV1). L'analyse a été réalisée à l'aide d'un faisceau de protons 2,5 MeV ; dimensions du balayage $45 \times 45 \mu\text{m}^2$. Un noyau au contour bien caractérisé et un nucléole central sont visibles. Les variations en densité sont représentées sur un axe vertical. Comparée à l'image PIXE du potassium (b) l'image STIM apporte une information de structure et facilite l'interprétation des distributions élémentaires observées.

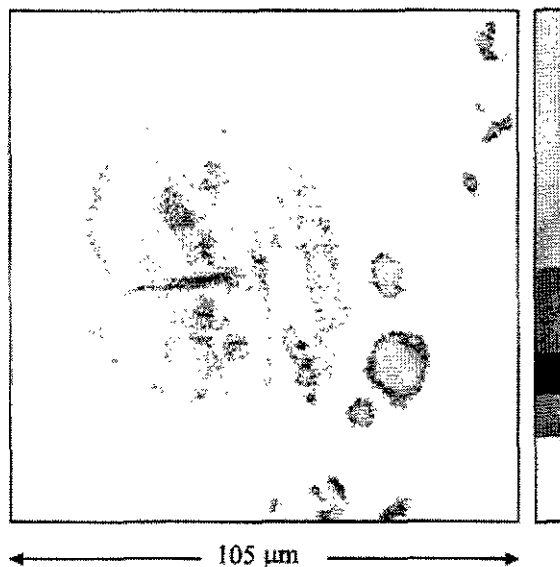


Fig. 9 : Image STIM d'une cellule cancéreuse ovarienne polynucléée (lignée IGROVI), réalisée avec la microsonde nucléaire du CENBG, à l'aide d'un faisceau de protons de 2,5 MeV. Les zones de forte densité ont été sélectionnées, correspondant aux événements de basse énergie du spectre. Cette image met en évidence trois lobes nucléaires au contour bien caractérisé ainsi que des nucléoles à l'intérieur.

Analyse tri-dimensionnelle par tomographie

Une évolution de cette technique fonctionne maintenant sur la ligne microfaisceau du CENBG (Michelet et Moretto, 1999). L'originalité de la méthode, basée sur le principe de tomographie, réside dans sa capacité à produire des cartes tridimensionnelles en densité. L'objet, fixé sur la pointe d'un capillaire, est analysé projection par projection (une centaine sur 180°) par un faisceau de protons. La reconstruction numérique de la matrice densité est ensuite obtenue plan par plan à l'aide d'algorithmes analytiques dérivés de ceux employés sur les scanners médicaux à rayon X. Cette technique (Tomographie STIM) permet de résoudre des objets de taille inférieure à $200 \mu\text{m}$ et ce, avec une résolution spatiale de l'ordre du micromètre.

Reconstruction d'un plan de coupe

Le principe de tomographie consiste à reconstruire un plan de coupe à partir de l'analyse de projections sous différents angles. Le spécimen est fixé sur un axe de rotation perpendiculaire au faisceau (Fig. 10). Pour chaque plan de coupe, le processus de projection se décompose en deux étapes :

- i) une translation du faisceau le long de l'axe u , le spécimen étant balayé point par point sur toute sa largeur ;
- ii) une rotation de l'objet, avec un pas angulaire de l'ordre de 1 degré.

Ces deux étapes sont répétées jusqu'à avoir visualisé l'échantillon sur un intervalle angulaire d'au moins 180 degrés.

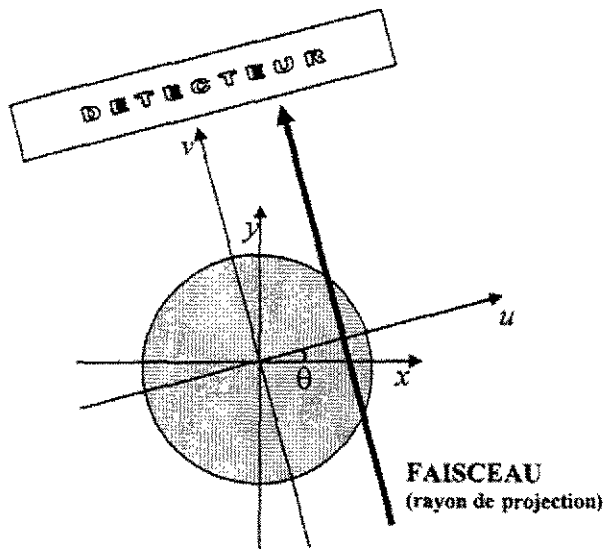


Fig. 12 : Le problème de reconstruction en géométrie parallèle. Le disque grisé matérialise le plan de coupe visualisé par tomographie. L'échantillon est balayé point par point sur toute sa largeur ; la direction de projection est représentée par l'axe v .

On désignera par $f(x,y)$ la grandeur physique locale recherchée (masse volumique locale). Le but est de reconstruire f dans le plan de coupe analysé, à partir des valeurs projetées $p(u, \theta)$ définies par :

$$p(u, \theta) = \int_{\text{rayon}} f(x, y) dv \quad \text{avec: } \begin{cases} x = u \cos \theta - v \sin \theta \\ y = u \sin \theta + v \cos \theta \end{cases} \quad (2)$$

Expérimentalement, cette intégrale traduit le fait qu'à chaque position (u, θ) du faisceau d'ions, la valeur mesurée $p(u, \theta)$ représente la somme cumulée des valeurs de $f(x,y)$ le long du rayon de projection. Dans le cas de la tomographie STIM, $p(u, \theta)$ désigne l'épaisseur de l'échantillon, i.e. l'intégrale de la densité $f(x,y)$ le long du trajet du faisceau.

La fonction p est appelée transformée de Radon de f . Le terme de « projection » désigne l'ensemble des valeurs de $p(u, \theta)$ mesurées à θ fixé.

Reconstruction analytique par rétroprojection

Historiquement, la solution mathématique complète du problème de reconstruction a été énoncée par Radon en 1917. Une description détaillée de la méthode dite « de rétroprojection » peut être trouvée dans (Brooks et Di Chiro, 1976) et (Peyrin et al., 1996).

La rétroprojection permet de déterminer très simplement une estimation $\hat{f}(x,y)$ de la grandeur physique locale $f(x,y)$ que l'on cherche à reconstruire, en superposant les données provenant de toutes les projections. Plus exactement, le processus de rétroprojection des valeurs mesurées $p(u, \theta)$ s'écrit:

$$\hat{f}(x, y) = \int_0^\pi p(u, \theta) d\theta \quad \text{avec: } u = x \cos \theta + y \sin \theta$$

Ceci revient à sommer les contributions de tous les rayons de projection passant par le point (x,y) considéré.

Un exemple simple de reconstruction par rétroprojection à partir de seulement deux angles de vue permettra de comprendre qualitativement le processus. On considère un spécimen fictif, représenté

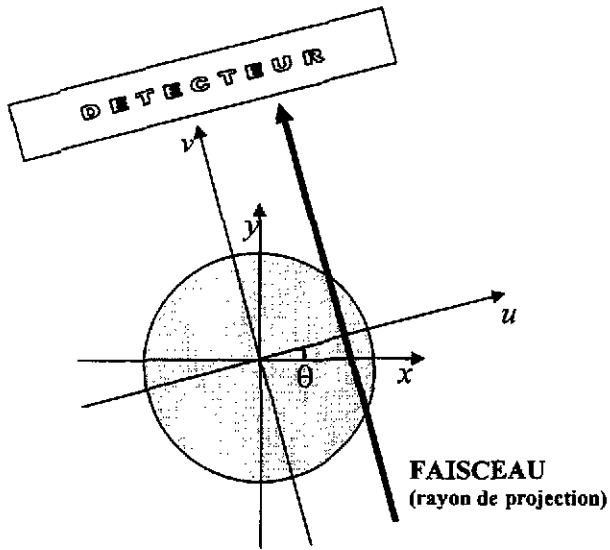


Fig. 12 : Le problème de reconstruction en géométrie parallèle. Le disque grisé matérialise le plan de coupe visualisé par tomographie. L'échantillon est balayé point par point sur toute sa largeur ; la direction de projection est représentée par l'axe v .

On désignera par $f(x,y)$ la grandeur physique locale recherchée (masse volumique locale). Le but est de reconstruire f dans le plan de coupe analysé, à partir des valeurs projetées $p(u, \theta)$ définies par :

$$p(u, \theta) = \int_{\text{rayon}} f(x, y) dv \quad \text{avec:} \quad \begin{cases} x = u \cos \theta - v \sin \theta \\ y = u \sin \theta + v \cos \theta \end{cases} \quad (2)$$

Expérimentalement, cette intégrale traduit le fait qu'à chaque position (u, θ) du faisceau d'ions, la valeur mesurée $p(u, \theta)$ représente la somme cumulée des valeurs de $f(x,y)$ le long du rayon de projection. Dans le cas de la tomographie STIM, $p(u, \theta)$ désigne l'épaisseur de l'échantillon, i.e. l'intégrale de la densité $f(x,y)$ le long du trajet du faisceau.

La fonction p est appelée transformée de Radon de f . Le terme de « projection » désigne l'ensemble des valeurs de $p(u, \theta)$ mesurées à θ fixé.

Reconstruction analytique par rétroprojection

Historiquement, la solution mathématique complète du problème de reconstruction a été énoncée par Radon en 1917. Une description détaillée de la méthode dite « de rétroprojection » peut être trouvée dans (Brooks et Di Chiro, 1976) et (Peyrin et al., 1996).

La rétroprojection permet de déterminer très simplement une estimation $\hat{f}(x,y)$ de la grandeur physique locale $f(x,y)$ que l'on cherche à reconstruire, en superposant les données provenant de toutes les projections. Plus exactement, le processus de rétroprojection des valeurs mesurées $p(u, \theta)$ s'écrit:

$$\hat{f}(x, y) = \int_0^{\pi} p(u, \theta) d\theta \quad \text{avec:} \quad u = x \cos \theta + y \sin \theta$$

Ceci revient à sommer les contributions de tous les rayons de projection passant par le point (x,y) considéré.

Un exemple simple de reconstruction par rétroprojection à partir de seulement deux angles de vue permettra de comprendre qualitativement le processus. On considère un spécimen fictif, représenté

par une matrice objet de 6×6 pixels, avec un seul pixel de densité f non nulle (Fig. 13). Lors du processus de projection, les densités sont sommées le long de chaque rayon de projection. Inversement, les 2×6 valeurs de $p(u, \theta)$ ainsi obtenues sont ensuite rétroprojetées afin de reconstruire une image tomographique \hat{f} de l'objet initial.

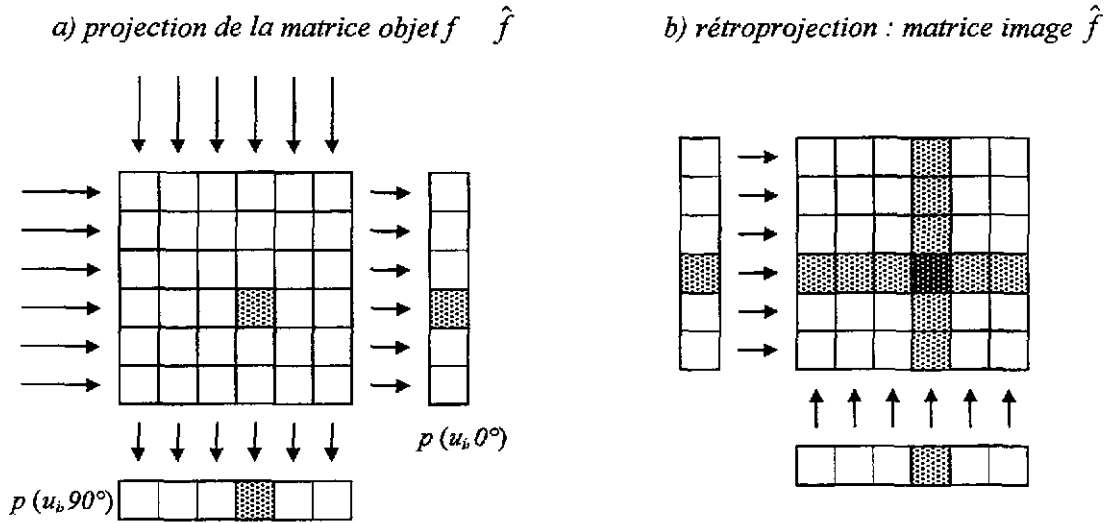


Fig. 13 : Projection et rétroprojection à partir de deux angles de vue (0° et 90°). La distribution en densité de la matrice objet réapparaît dans l'image reconstruite par contraste entre les différents pixels. Cependant, la reconstruction génère des pixels artefacts autour du pixel central.

Cet exemple simple met en évidence des pixels de densité non nulle artificiellement générés dans l'image reconstruite, formant un artefact « en étoile » autour du pixel central. La modélisation analytique du problème de reconstruction dans l'espace de Fourier permet de montrer que l'image \hat{f} obtenue par rétroprojection directe peut être en fait interprétée comme la convolution de l'image réelle f par une fonction en $1/r$, avec $r = \sqrt{x^2 + y^2}$. Compte tenu de ce résultat, il suffit donc de mettre en œuvre une méthode de déconvolution pour avoir accès à l'image réelle f . La plus utilisée est la méthode de rétroprojection filtrée, basée sur une formule d'inversion exacte obtenue à partir d'un raisonnement dans l'espace de Fourier.

Retroprojection filtrée

La technique de rétroprojection filtrée permet de supprimer l'effet de convolution en $1/r$ de l'image reconstruite. Elle consiste à rétroprojeter des projections préalablement filtrées $p^*(u, \theta)$:

$$f(x, y) = \int_0^\pi p^*(u, \theta) d\theta \quad \text{avec: } u = x \cos \theta + y \sin \theta$$

Les projections filtrées $p^*(u, \theta)$ sont obtenues par un calcul dans l'espace de Fourier. On note $P(k, \theta)$ la transformée de Fourier à une dimension des projections $p(u, \theta)$:

$$P(k, \theta) = \int_{-\infty}^{+\infty} p(u, \theta) e^{-i2\pi ku} du$$

La transformée de Fourier des projections est multipliée par une fonction de filtrage $G(k)$:

$$P^*(k, \theta) = P(k, \theta) \times G(k)$$

Le raisonnement mis en œuvre repose sur les relations directes existant entre les transformées de Fourier de f , de \hat{f} et de p . On obtient ainsi l'expression du filtre :

$$G(k) = |k|$$

Les projections filtrées $p^*(u, \theta)$ sont ensuite obtenues par transformée de Fourier inverse. Dans l'espace géométrique, l'effet du filtre consiste schématiquement à introduire une composante négative dans les projections $p^*(u, \theta)$. Au cours de la sommation angulaire, les contributions positives et négatives des différentes projections se compensent, de façon à supprimer le voilage en $1/r$ de l'image.

Sinogramme d'un plan de coupe

L'ensemble des données expérimentales obtenues dans l'analyse de chaque plan de coupe peut être représenté sur un même graphe, appelé sinogramme, dont un exemple est donné sur la Fig. 14. A chaque projection angulaire correspond une ligne horizontale du sinogramme, sur laquelle sont codées point par point les épaisseurs calculées pour chacun des 128 rayons de projection. En raison du mouvement de rotation de l'échantillon, la trajectoire de chaque point excentré par rapport à l'axe de rotation apparaît alors sous la forme d'une trajectoire sinusoïdale.

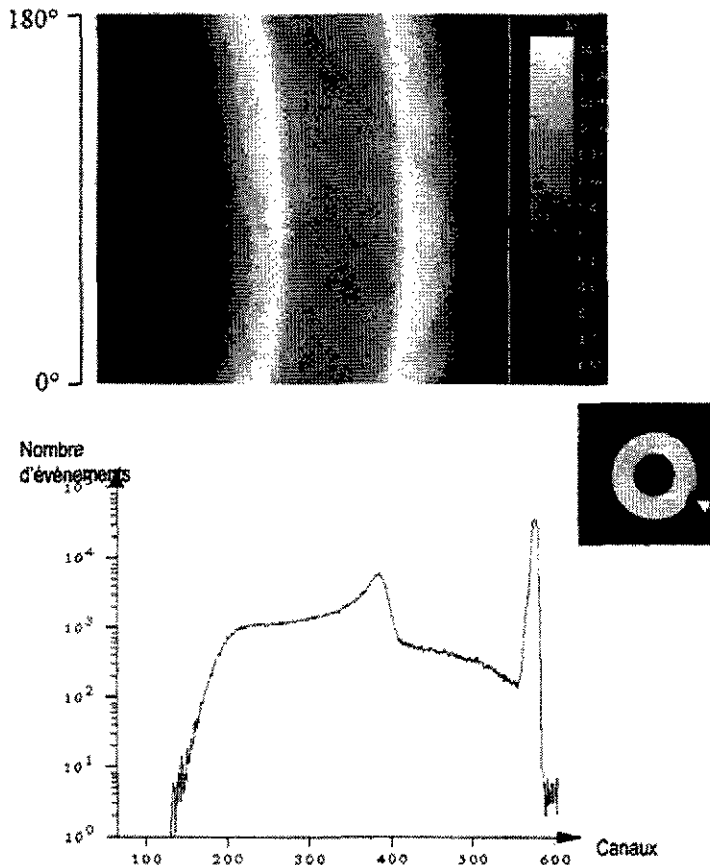


Fig. 14 : Représentation des données après analyse d'une coupe d'un micro-capillaire de verre. Sur le sinogramme (a), les projections ont été codées à l'aide d'une échelle de 26 nuances de gris, allant de 0 (noir) à 14,97 mg/cm² (blanc). Chacune des 100 lignes horizontales (une par projection angulaire) comporte 128 points (un par rayon de projection). Le mouvement d'un défaut de surface (b) de l'échantillon est clairement visible sur le sinogramme sous la forme d'une trajectoire sinusoïdale sombre. Le spectre en énergie des protons détectés au cours de l'analyse complète de ce plan est reporté en (c). Le canal 578 correspond à l'énergie incidente des protons, soit 2,8 MeV, alors que l'énergie résiduelle minimale enregistrée est de 442 keV (canal 130).

Seuls les points de l'axe de rotation se projettent toujours à la même position, définie par l'axe central des sinusoïdes. Le sinogramme présente donc à lui seul l'ensemble des données obtenues au cours de la procédure d'acquisition. L'exemple présenté ci-dessus correspond à l'analyse d'un plan d'un micro-capillaire de verre. Les épaisseurs ont été déduites des énergies résiduelles calculées en considérant une composition SiO_2 uniforme.

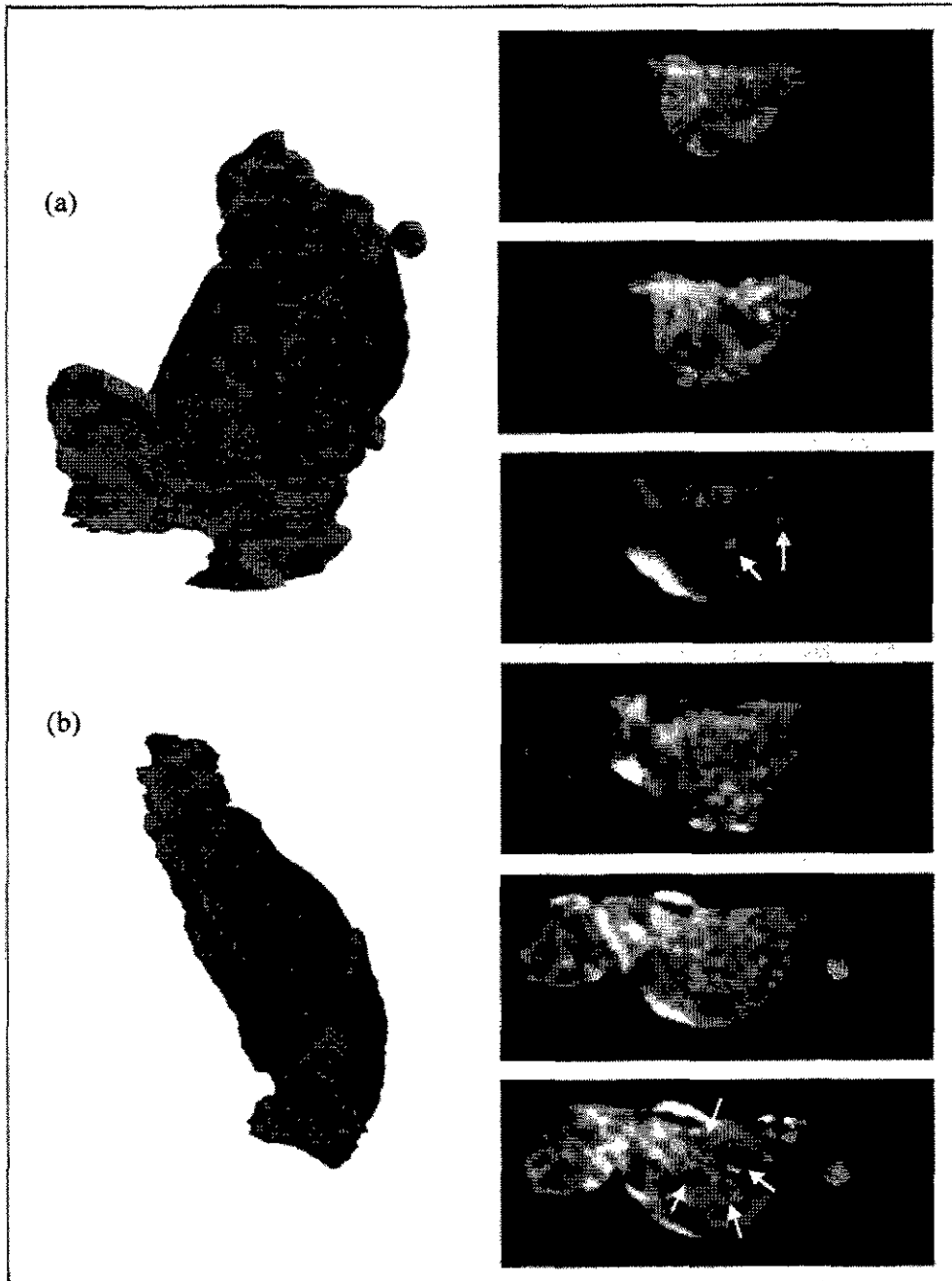


Fig. 15: Structure tridimensionnelle complète d'une cellule IGROV1-DDP : enveloppe externe du spécimen, vue de face (a) et de profil (b). La face basale, aplatie, apparaît sur la vue (b). 64 plans de coupe ont été reconstruits pour constituer l'image 3D. Ils sont numérotés de 1 à 64 en partant du haut de l'image. Les plans (c), (d), (e), (f), (g) et (h) correspondent respectivement aux plans de coupe numéro 24, 26, 33, 37, 42 et 44. L'échelle de niveaux de gris va de 0,054 à 0,154 g/cm^3 pour tous les plans sauf pour (d), de 0,061 à 0,135 g/cm^3 , et pour (f), de 0,069 à 0,231 g/cm^3 . Conditions d'analyse : faisceau de protons de 2,8 MeV ; surface balayée : $166 \times 166 \mu\text{m}^2$. Les flèches indiquent des lobes nucléaires (h) et des nucléoles (e) (Michelet et Moretto, 1999).

V. APPLICATION A L'ETUDE DE MODELES PHYSIOLOGIQUES EXPERIMENTAUX

Dans le milieu vivant, les ions inorganiques (minéraux) sont très compartimentés, que ce soit à l'échelle des tissus ou à l'échelle cellulaire. La microanalyse par fluorescence X mise en œuvre à l'aide d'un microfaisceau permet, en cartographiant simplement ces minéraux (Na, Mg, P, S, Cl, K, Ca...), de révéler l'ultrastructure tissulaire, parfois même de différencier des structures microscopiques uniquement par leur composition ionique (monocouches cellulaires endothéliales ou épithéliales par exemple). Cette capacité est exploitée depuis plusieurs années auprès de la microsonde du CENBG dans l'étude de modèles expérimentaux (Bara *et al.*, 1996). Les concentrations ioniques sont en général très stables dans le milieu vivant. Leur modification sous l'effet d'un stress physiologique ou d'une substance active peut alors être directement mise en évidence par microanalyse de la structure impliquée.

Milieu extracellulaire et distribution ionique dans les vaisseaux placentaires

Le vaisseau placentaire humain est un modèle expérimental développé initialement par les physiologistes pour étudier l'implication de divers cations, en particulier Mg^{2+} , dans les phénomènes contractiles des muscles lisses vasculaires. En raison de ses dimensions (diamètre d'environ 2 mm), l'artère placentaire humaine est particulièrement bien adaptée à la microanalyse par sonde nucléaire PIXE. La cartographie des minéraux dans les coupes transversales de la paroi artérielle permet de délimiter très précisément les différentes tuniques comme on peut le voir sur la figure suivante:

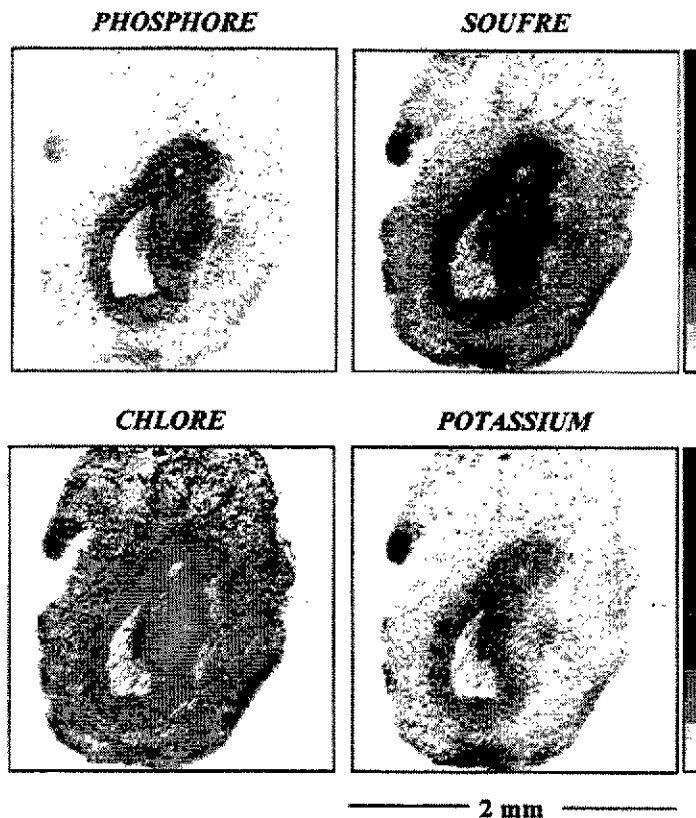


Fig. 16 : Microanalyse PIXE d'une section transversale d'artère placentaire: La structure riche en P, S et K (tunica media) se distingue clairement de la couche externe (tunica adventitia).

Les modifications des distributions et concentrations ioniques (Na^+ , Mg^{2+} , Cl^- , K^+ , Ca^{2+}) dans les différentes couches (media, adventice) peuvent être ainsi mesurées après incubation dans des milieux extracellulaires de composition diverse afin d'en évaluer les effets. Des mouvements ioniques ont même pu être mis en évidence au niveau des cellules endothéliales des

parois vasculaires.

Microanalyse d'épiderme humain

Etudier l'anatomie de la peau humaine, tissu d'épaisseur inférieure à quelques centaines de microns nécessite des techniques d'investigation à l'échelle microscopique. L'analyse par microsonde nucléaire est particulièrement bien adaptée puisque la cartographie chimique élémentaire par fluorescence X permet de différencier précisément les différentes strates constitutives de l'épiderme en fonction de leur composition en minéraux et de leur densité organique (Moretto *et al.*, 1999).

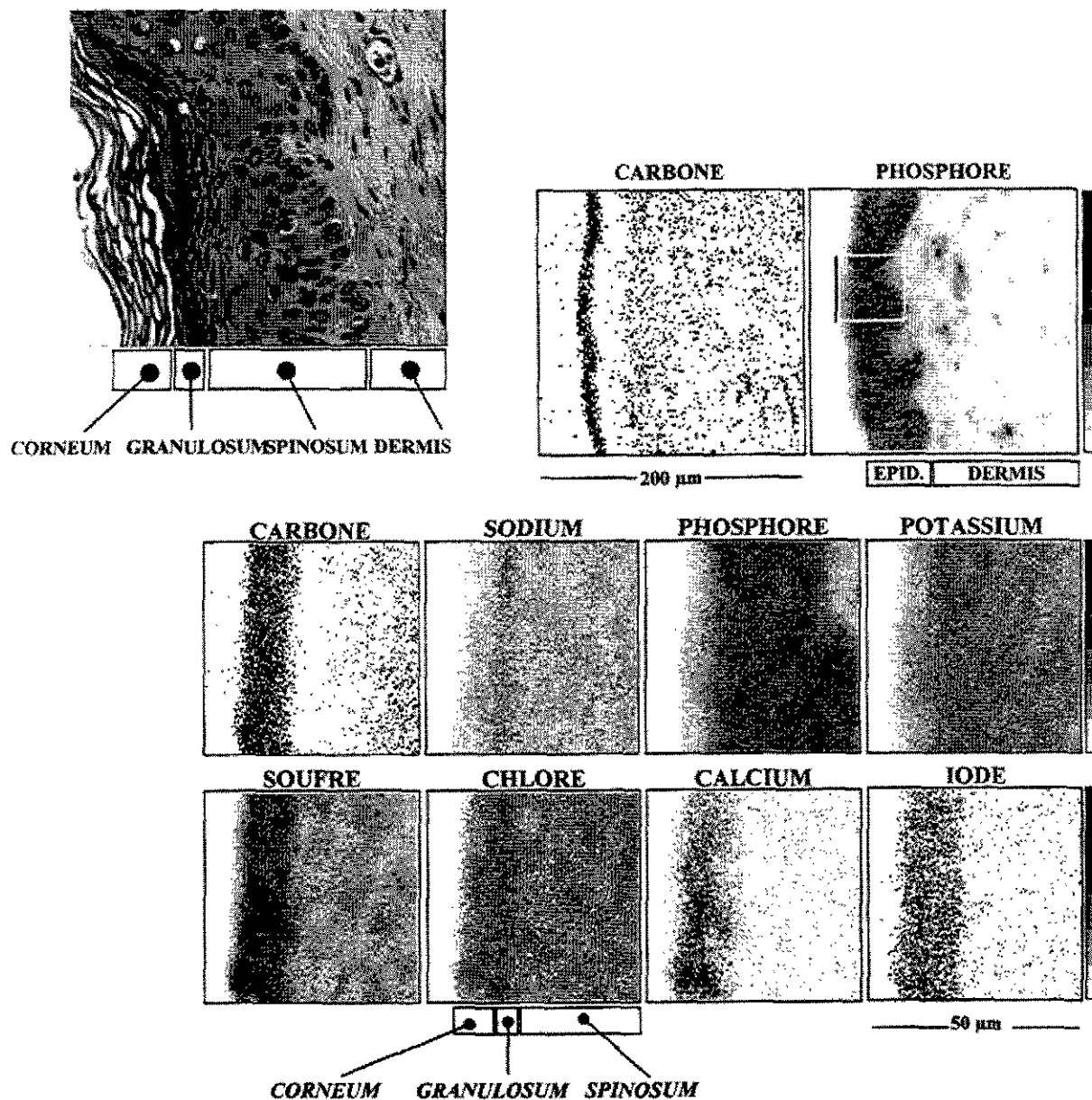


Fig. 17 : coupe histologique et analyse PIXE/RBS des minéraux dans les différentes couches de la peau humaine normale. A faible grossissement (cartographies du haut, balayage 200 µm) le derme se différencie de l'épiderme par une forte concentration en phosphore. A plus fort grossissement (les huit cartographies du bas, balayage 50 µm) l'analyse de l'épiderme seul permet de différencier les couches cornée (carbone élevé), granuleuse (sodium élevé) et épineuse (phosphore et potassium élevés). L'iode présent dans la couche cornée provient du traitement par la bétadine avant prélèvement.

Les applications de ce modèle vont de la dermocosmétologie pour l'étude de la diffusion de substances exogènes à travers la barrière cutanée, à l'aide au développement de tissus artificiels (feuilles de peau reconstituée) par caractérisation comparée avec la peau native, en passant par des études plus fondamentales de peaux pathologiques.

VI. OPTIMISATION DES METHODES LOCALES D'ADMINISTRATION DE SUBSTANCES ANTICANCEREUSES

La résistance des tumeurs solides à la chimiothérapie conventionnelle mène souvent à des échecs thérapeutiques. Elle peut s'expliquer par différents facteurs tels que l'architecture tumorale ou la faible vascularisation qui mènent à une pénétration insuffisante de la drogue dans les tissus. Dans la plupart de ces tumeurs, les vaisseaux se localisent en périphérie ce qui limite la vascularisation des structures internes. D'autre part, une pression interstitielle élevée due essentiellement à l'organisation histologique du tissu tumoral provoque un effet de barrière qui intervient notamment autour des vaisseaux et capillaires, empêchant ainsi les substances cytotoxiques d'atteindre leur cible. Afin d'augmenter les concentrations locales et diminuer la toxicité secondaire, différentes méthodes d'administration locales existent: chimiothérapie intratumorale, péri-tumorale ou encore intrapéritonéale pour des tumeurs localisées dans la cavité péritonéale. Cependant, ces méthodes ne sont encore que très peu ou pas employées en clinique à cause d'une mauvaise reproductibilité et d'une hétérogénéité dans la répartition tissulaire du composé antimittotique.

L'analyse PIXE par microsonde nucléaire est un outil très performant pour révéler la distribution spatiale de la substance thérapeutique dans le tissu tumoral, en particulier celle du cisplatine. De cette

manière on peut comparer l'efficacité des divers modes de traitement dans leur capacité à délivrer la drogue en concentration élevée et homogène au cœur du tissu tumoral. Nous avons ainsi étudié au cours des dernières années les effets de certaines molécules connues pour leur action délétère sur la structure histologique du tissu (EDTA, collagénase, hyaluronidase, pronase).

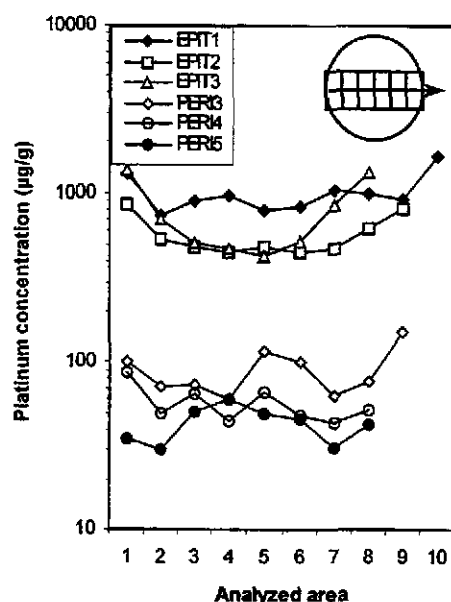


Fig. 18 : Mise en évidence de l'effet potentialisateur de l'épinéphrine sur la chimiothérapie péri-tumorale. Distribution en platine le long du diamètre de 6 nodules tumoraux (diamètre d'environ 4 mm) après traitement péri-tumoral par le cisplatine en présence (EPT) et en l'absence (PER) d'épinéphrine

Puis nous nous sommes penchés sur l'action potentialisatrice de l'épinéphrine, un vasoconstricteur qui, en diminuant le flux sanguin dans le tissu tumoral, peut retarder la résorption systémique de la drogue et augmenter ainsi la durée de l'exposition. Ces études ont été menées sur un modèle animal de tumeur colique greffée en sous-cutané et dans la cavité péritonéale chez le rat (Duvillard *et al.*, 1999).

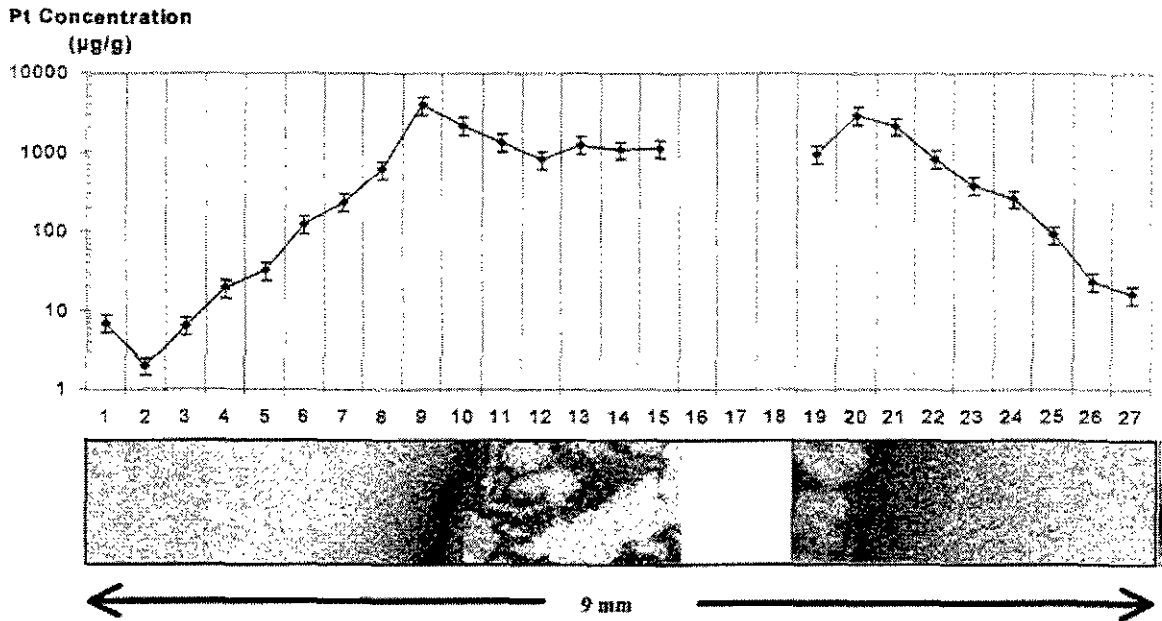


Fig 19 : Distribution transverse du platine dans une coupe de tumeur murine après implantation d'un gel de cisplatine (visible au centre sur la cartographie du bas). Un gradient décroissant de concentration est clairement visible du centre vers la périphérie du nodule tumoral.

VII. PATHOLOGIE : MICROANALYSE DE BIOPSIES MUSCULAIRES

Dans le domaine de l'anatomopathologie et de la clinique, l'analyse chimique de biopsies de tissus par microsonde nucléaire peut se révéler extrêmement utile, en particulier dans certaines pathologies résultant de désordres métaboliques, de surcharges métalliques ou d'accumulation en éléments exogènes, voire toxiques. La possibilité de cartographier et donc de repérer directement les structures histologiques impliquées est un atout important. Sur le plan méthodologique, le caractère multiélémentaire de cette technique ainsi qu'une résolution spatiale de l'ordre du micron, sont particulièrement bien adaptés à l'analyse de coupes de tissus.

La myofasciite à macrophages : une nouvelle pathologie musculaire

Une myopathie inflammatoire, jusqu'alors jamais décrite vient d'apparaître en France. Depuis 1993, date à laquelle le premier cas a été rapporté par le Dr Coquet à Bordeaux, seulement une trentaine de cas ont été répertoriés à ce jour dans 5 centres de myopathologie en France (Gherardi *et al.*, 1998). Cette maladie est caractérisée par une infiltration du fascia (tissu conjonctif sous cutané entourant le

muscle) et du muscle contigu, par des travées de larges macrophages contenant des inclusions granulaires intracytoplasmiques denses. Des études en microscopie électronique ont montré que ces inclusions se présentaient sous la forme de spicules dont la nature est jusqu'à présent restée indéterminée.

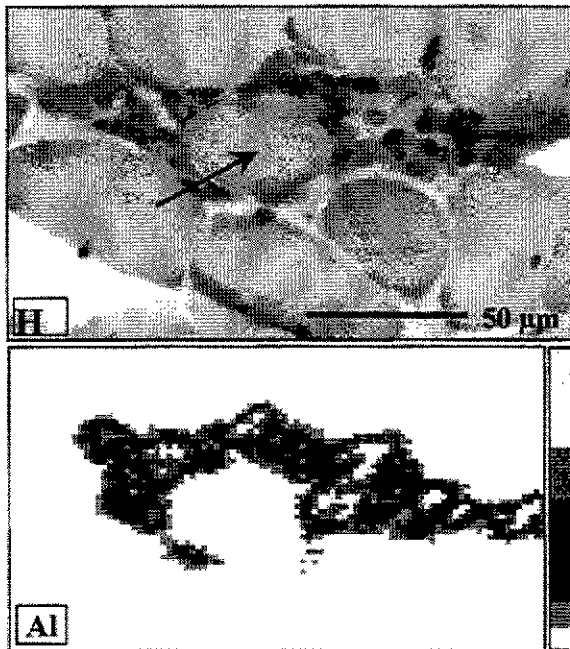


Fig. 20 : Microscopie optique (H) d'une coupe à congélation (coloration Hématoxyline-éosine) et distribution de l'aluminium (Al) après microanalyse d'une coupe adjacente par micro-PIXE. Une fibre musculaire (indiquée par la flèche) est clairement entourée par une travée de macrophages très riches en aluminium.

Il y a quelques mois, l'étiologie de cette pathologie était encore inconnue. Deux hypothèses restaient à vérifier. L'une tendait à impliquer des agents infectieux pathogènes et l'autre un facteur toxique qui responsable d'une maladie de surcharge acquise par accumulation de substance exogène. Des analyses de biopsies musculaires ont été réalisées au CENBG afin d'essayer de déterminer la nature chimique des infiltrations mises en évidence. La microanalyse par sonde nucléaire a permis de montrer une accumulation localisée d'aluminium dans les zones lésées. Une étude clinique des cas enregistrés a ensuite permis de montrer que cette accumulation pouvait provenir de vaccinations récentes par voie intramusculaire à l'aide de vaccins contenant de l'aluminium¹. Les recherches se portent actuellement vers l'hypothèse selon laquelle certains sujets chez lesquels l'élimination de ce métal présent dans le muscle se fait difficilement (Gherardi et al., 2000).

Références bibliographiques

Andersen H.H., Ziegler J.F. ; Stopping powers and ranges in all elements. *Pergamon Press, New York*, 1977, vol. 3 et 4.

Bambynek W., Crasemann B., Fink W.R., Freund H.V., Mark H., Swift C.D., Price R.E., Rao P.V., X-ray fluorescence yields, Auger and Coster-Kronig transition probabilities. *Rev. Mod. Phys.* 1972, 44:716

¹ Weekly Epidemiological Record (World Health Organization), Vaccine safety, n° 41, 15 october 99, p338-340

- M. Bara, Ph. Moretto, L. Razafindrabe, Y. Llabador, M. Simonoff, A. Guet-Bara, Nuclear microanalysis of the effect of magnesium and taurine on the ionic distribution in the human amniotic membrane, *Cellular and Molecular Biology* 1996, Vol 42, n°1, 27-38
- Brandt W., Lapicki G., Energy loss Effect in inner-shell Coulomb ionization by heavy charged particles. *Phys. Rev.* 1981, A23:173-175
- Brooks R.A., Di Chiro G. ; Principles of Computer Assisted Tomography (CAT) in radiographic and radioisotopic imaging. *Phys. Med. Biol.* 1976, 21(5) 689-732.
- Cohen D.D., Harrigan M., Atomic Data and Nuclear Data Tables 1985, 33:255
- Cohen D.D., Clayton E., Ion induced X-ray Emission in ion beams for Materials analysis, Bird J.R. & Williams J.S. Edts, *Academic Press* 1989, pp209-260
- Ch. Duvillard, L. Benoit, Ph. Moretto, J.L. Beltramo, P. Brunet-Lecomte, E. Solary, B. Chauffert, Epinephrine enhances penetration and anti-cancer activity of local cisplatin on rat sub-cutaneous and peritoneal tumors. *Int. J. Cancer* 1999, 81:779-784
- Garcia J.D. Inner-shell Ionisations by proton impact. *Phys. Rev.* 1970, A1:280
- R.K. Gherardi, M. Coquet, P. Chérin, F.J. Authier, P. Laforêt, L. Bélec, D. Figarella-Branger, J.M. Mussini, J.F. Pellissier, M. Fardeau for the GERMAD, Macrophagic myofasciitis: an emerging entity. *The Lancet* 1998, 352, August 1, 347-352
- R.K. Gherardi, M. Coquet, P. Chérin, L. Belec, Ph. Moretto, D. Figarella-Branger, P. Chariot, F.J. Authier. Macrophagic myofasciitis : a reaction to intramuscular injection of aluminium-containing vaccines, A paraître dans *New Engl. J. Medicine* en 2000.
- Grime J.W. and Watt F., Beam optics of quadrupole probe-forming systems. Adam Hilger Ltd, Bristol, 1984
- Hansteen J.M., Mosebeke O.R., Atomic Coulomb excitation by heavy charged particles. *Nucl. Phys.* 1973, A201:541-560
- Janni J.F. ; Proton range-energy tables, 1keV-10 GeV. *Atom. Data and Nucl. Data Tables* 1982, 27: 2/3 et 4/5
- Johansson T.B., Akselson R., Johansson S.A.E., X-ray analysis: elemental trace analysis at the 10^{-12} level. *Nucl. Instr. and Meth.* 1970, B84:141-143
- Johansson S.A.E., Johansson T.B., Analytical applications of Particle Induced X-ray Emission. *Nucl. Instr. and Meth.* 1976, B137: 473-516.
- Johansson S.A.E., Campbell J.L. PIXE: A novel Technique for elemental Analysis, Wiley, Hichester, UK, 1988
- Maxwell J.A., Campbell J.L., Teesdale W.J., The Guelph PIXE software Package. *Nucl. Instr. and Meth.* 1989, B43:218-230
- Merzbacher E., Lewis H.W. in *Hnadbuch der Physik* 34, S. Flugge editor, Springer Verlag, Berlin, 1958, p 166
- Michelet Claire, Moretto Ph. 3D mapping of individual cells using a proton microbeam. *Nucl. Instr. and Meth.* 1999, B150: 173-178
- Michelet Claire, Moretto Ph., STIM tomography at the cell level. *Nucl. Instr. and Meth.* 1999, B158: 361-367
- Mitchell I.V., Barfoot K.M., Particle Induced X-ray Emission Analysis, applications to analytical problems. *Nuclear Science Applications*, sec 6, 1981, 11(2):101-162
- Moretto Ph., Llabador Y. , The Nuclear Microprobe: an insight of applications in cell biology. *Nucl. Instr. and Meth.* 1997, B130: 324-344

Ph. Moretto, J.E. Surlève-Bazeille, D. Licu, C. Michelet, Micronalysis of the human skin structure: preliminary results. *Nucl. Instr. and Meth.* 1999, B158 : 386-392.

Peyrin F., Garnero L., Magnin I. ; Introduction à l'imagerie tomographique 2D et 3D reposant sur une propagation en ligne droite. Cas de la tomographie par rayons X, par émission et par ultrasons. *Traitement du Signal*, 1996, vol 13 n°4.

Salem S.I., Panossian S.L., Krause R.A., Experimental K and L relative X-ray emission rates. *Atomic Data and Nuclear Data Tables* 1974, 14(2):91-109

Séminaires Jeunes

Recherche de l'émission diproton dans le ^{19}Mg

Thomas Zerguerras, IPN orsay

L'émission diproton a été prévue au début des années 60 pour des noyaux proches de la *drip-line* protons. Il a fallu attendre les progrès effectués dans la production des faisceaux radioactifs pour tenter de mettre expérimentalement en évidence cette émission avec certains noyaux liés (^{15}O , ^{17}Ne , ^{39}Ti). L'émission diproton n'a pas été observée.

Une autre approche consiste à produire un noyau non lié, situé au-delà de la *drip-line* protons. Une expérience de ce type va être effectuée au GANIL avec le noyau de ^{19}Mg . Ce noyau est obtenu en deux étapes : on produit d'abord un faisceau secondaire de ^{20}Mg d'énergie 39MeV/A à partir d'un faisceau primaire de ^{24}Mg à 95MeV/A. Ce faisceau est ensuite envoyé sur une cible de béryllium afin d'effectuer une réaction de stripping d'un neutron. Les protons issus de la désintégration de ^{19}Mg seront détectés dans le détecteur MUST, consistant en huit modules à trois étages (détecteurs silicium à pistes, silicium lithium, iodure de césium), mis en coïncidence avec le spectromètre SPEG qui détectera le noyau résiduel ^{17}Ne . Les mesures des énergies et des angles de chaque particule permettent une reconstruction de la masse pour identifier le noyau de ^{19}Mg . La comparaison des spectres expérimentaux en énergie et en angle relatif des protons avec ceux donnés par des codes de simulation permettront de déterminer si la décroissance observée est séquentielle ou correspond bien à une émission diproton.

Méthode des réseaux de Lagrange

Michel Hesse, PNTPM, UL Bruxelles

La méthode des réseaux de Lagrange est une méthode variationnelle simplifiée par l'emploi d'une quadrature de Gauss. Ses principaux avantages sont sa grande simplicité (la matrice potentielle est diagonale et est obtenue sans calcul analytique), et sa très bonne précision. De plus, la fonction d'onde est disponible sous forme analytique. J'ai récemment appliqué avec succès cette méthode à l'étude de l'état fondamental de systèmes à trois corps en physique atomique (He , H^- et Ps^-) et moléculaire (H_2^+).

Spectroscopie des noyaux légers riches en neutrons

Marjorie Belleguic, IPN Orsay

Etude de l'interaction faible au moyen d'un piège de Paul

Pierre Delahaye, LPC Caen

Cette expérience a pour but la mesure du paramètre de corrélations angulaires qui intervient dans la forme du spectre de désintégration β des noyaux. Le Modèle Standard donne des valeurs précises de ce paramètre dans le cas de transitions Gamow Teller pures ou Fermi pures, en partant de l'hypothèse de la théorie V-A (Interaction de type uniquement Vectorielle ou Axiale).

Nous étudierons la désintégration β de ${}^6\text{He}$ (transition Gamow Teller pure) dans le centre de masse grâce au piège de Paul, qui confinera les ions dans un petit espace avec une faible énergie. Le piège de Paul utilisé sera composé de fils, pour éviter la perte d'ions de recul et les diffusions des électrons.

On détectera en coïncidence l'ion et l'électron de la désintégration, pour bâtir événement par événement la fonction de corrélation angulaire $\beta - \nu$.

Etude des noyaux d'Iridium déficitaires en neutrons par spectroscopie laser

David Verney, IPN Orsay

L'étude des variations des rayons carrés moyen de charge et des moments des noyaux d'or (${}^{184}\text{Au}^g$ et ${}^{184}\text{Au}^m$) et de platine (${}^{178-189}\text{Pt}$) entreprise à l'aide du système COMPLIS installé auprès du séparateur ISOLDE a donné des résultats particulièrement intéressants [1,2]. Nous avons mis en évidence un changement du mode de couplage du proton $h_{9/2}$ entre ${}^{184}\text{Au}$ et ${}^{183,185}\text{Au}$ ainsi que l'influence du couplage d'une ou deux particules sur la déformation du cœur. Les mesures de moments quadrupolaires effectuées par Seewald et al. [3] suggérant une différence de déformation entre les états fondamental et isomérique de ${}^{186}\text{Ir}$, nous avons poursuivi notre étude de spectroscopie laser en effectuant une série de mesures sur les isotopes de l'iridium : ${}^{193}\text{Ir}$, ${}^{191}\text{Ir}$, ${}^{189-182}\text{Ir}$ et ${}^{186}\text{Ir}^m$.

Les moments dipolaires magnétiques et quadrupolaires spectroscopiques ont été extraits de la structure hyperfine et les variations de rayon carré moyen de charge ont été obtenues des mesures de déplacements isotopiques. L'évolution de ces variations est marquée par deux caractéristiques principales : une différence importante de rayon entre les masses 187 et 186 et entre les états fondamental et isomérique de la masse 186. D'autre part nous avons comparé les valeurs expérimentales des moments dipolaires magnétiques pour les masses impaires à celles calculées à l'aide d'un modèle de rotor + 1 quasiparticule. Cette analyse conduit à penser que le changement de déformation correspond au changement d'étiquette du proton qui de $3/2[402]$ pour ${}^{193,191,189,187}\text{Ir}$ et dans le couplage proton-neutron dans ${}^{186}\text{Ir}^m$ devient un état issu de la couche $h_{9/2}$ pour ${}^{183,185}\text{Ir}(5/2\ 1/2[541])$ et dans le couplage proton-neutron de ${}^{186}\text{Ir}^g$.

[1] F. Le Blanc et al., Phys. Rev. Let. **79**, 2213 (1997).

[2] F. Le Blanc et al., Phys. Rev. **C60**, 054310 (1999).

[3] G. Seewald et al., Phys. Rev. Let. **77**, 5016 (1996).

Etude de la désintégration β du ${}^{125}\text{Ce} \rightarrow {}^{125}\text{La}$ à l'aide de la technique HIGISOL

Grégory CANCEL, IPN Lyon

Grâce à la technique HIGISOL (Heavy Ion Guide Isotope Separator On-Line), initialement installée à SARA et récemment transférée à Jyväskylä (Finlande), auprès du cyclotron K=130 du département de Physique, nous avons pu étudier des éléments réfractaires, de courtes durées de vie, très déficitaires en neutrons autour de la masse 125.

Après avoir brièvement expliqué la technique HIGISOL, je m'attacherai à présenter les résultats que nous avons obtenus, et en particulier, la découverte d'un nouvel isomère dans le ${}^{125}\text{La}$.

Etats 1^+ collectifs

Héloïse DANCER, SPN Bruyères

Mesure du Lamb shift du niveau $1s_{1/2}$ dans U^{91+} — Détermination de la masse du pion à ± 1 ppm

Bruno MANIL — LKB Paris

La mesure précise du Lamb shift sur les ions lourds hydrogénoïdes, et plus particulièrement sur l'uranium hydrogénoïde, permet de tester les corrections au second ordre de l'électrodynamique quantique en champ coulombien fort. Cette mesure s'effectue grâce à une spectroscopie des raies $K\alpha$ (domaine des X de l'ordre de 100 keV pour l'uranium) émises lors de la capture d'un électron par un ion nu. Pour obtenir une précision suffisante — 1 ou 2 eV — pour tester les dernières estimations théoriques ($\Delta S = 469,66 \pm 0,36$ eV pour l'uranium), nous utilisons un spectromètre à cristal courbe en géométrie de Cauchois modifiée pour notre expérience qui se déroule sur l'anneau de stockage d'ions lourds (ESR) du GSI (*Darmstadt, Allemagne*). Des premiers tests nous ont permis d'observer pour la première fois des raies X de l'ordre de 50 keV — raies $K\alpha$ du plomb hydrogénoïde — diffractées par un cristal.

D'autre part, nous réalisons à PSI (*Villigen, Suisse*) une spectroscopie X de précision sur l'azote pionique qui a pour but de déterminer la masse du pion négatif avec une barre d'erreur de l'ordre du ppm. Cette mesure permettra d'éliminer la principale source d'incertitude, liée à l'indétermination sur la masse du pion, dans une expérience de désintégration : $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$. Ceci permettra d'estimer très précisément la limite de masse du neutrino muonique.

Application de l'équation de Dirac dans le contexte nucléaire

Nicolas Schunck, IReS Strasbourg

Dans le cadre de l'équation de Dirac, le pseudo spin S s'obtient par transformation unitaire à partir de l'opérateur de spin S . En utilisant une paramétrisation "universelle" de Woods-Saxon pour le potentiel, nous souhaitons calculer les valeurs moyennes de S sur les états propres de l'Hamilton, et voir l'influence de la déformation U de la rotation.

Des effets atomiques dans la décroissance β^-

Michel Harston, SPhN Saclay

Le cortège atomique peut modifier le taux du processus de désintégration β^- de plusieurs façons :

- Par la décroissance vers les états liés. L'électron β^- est créé dans une orbitale liée qui est vide dans l'état initial.
- Par l'effet d'échange entre électron β^- et les électrons du cortège atomique. La non-orthogonalité des fonctions d'onde électroniques de l'état initial et final permet un électron β^- d'être créé dans une orbitale qui est occupée dans l'état initial.
- Par la contribution atomique à l'énergie de la transition.
- Par l'effet d'écrantage des électrons atomiques sur la fonction d'onde du β^- .

La théorie de ces effets atomiques et les résultats des calculs pour plusieurs cas, notamment le ^3H , ^{63}Ni , ^{106}Ru et ^{241}Pu sont présentés. Pour plus de détails voir les ouvrages suivants :

Measurement of the atomic exchange effect in nuclear β -decay

L.C. Angrave, N.E. Booth, R.J. Gaitskell, G.L. Salmon, and M.R. Harston
Phys. Rev. Lett. **80**, 1610 (1998)

Atomic effects on the ft value for tritium β decay

M.R. Harston et N.C. Pyper, Phys. Rev. A, **48**, 268 (1993)

Exchange effects in beta decays of many-electron atoms

M.R. Harston et N.C. Pyper, Phys. Rev. A, **45**, 6282 (1992)

Chemical dependence of low-energy β decays as a contribution to resolution of the ^{241}Pu half-life anomaly

M.R. Harston et N.C. Pyper, Phys. Rev. Letts, **56**, 1790 (1986)

Chemical Influences on Nuclear Beta Decay Rates

M.R. Harston et N.C. Pyper, J. Phys. B **17**, L839 (1984)

Static deformation around the "island of inversion" : the magnetic and the quadrupole moment of ^{31}Mg and ^{29}Mg

Stéphanie Teughels, IKS Leuven

Experimental and theoretical evidence was found for deformation around the isotope ^{31}Na [1,2,3]. Theoretical calculations predict that the nuclear moments of ^{31}Mg are sensitive to the intruder nature of the nucleus. Last April our group measured the ratio of the quadrupole and the magnetic moment of $^{31,29}\text{Mg}$ at the LISE-spectrometer at GANIL by β -LMR. For the time being the analysis of the data is not finished. In order to compare with theoretical models a β -NMR experiment is planned to measure the magnetic moments of the two isotopes.

[1] E. Caurier et al., Phys. Rev. C **58**, 4(1998) 2033-2040

[2] T. Motobayashi et al., Phys. Lett. **B346** (1995)9

[3] M. Keim, Proc. ENAM conf. (1998) 50

Fission induite par ions lourds : le ^{103}Te

Armand Bauchet, CSNSM Orsay

Les réactions de fission induite par ions lourds sont actuellement le seul moyen de produire a haut moment angulaire certains noyaux exotiques riches en neutrons. Le noyau composé de la réaction fissionne donnant deux fragments complémentaires qui ont une grande énergie d'excitation et un haut spin. La spectrométrie des gammas émis en coïncidence par les deux fragments permet d'identifier puis d'étudier leurs structures a haut spin. Ces résultats sur les noyaux riches en neutrons offrent un bon test pour les modèles nucléaires.

Déformation dans les isotopes 113 et 115 du Cd

Nadège Buforn, IPN Lyon

Les états de haut spin des isotopes de Cadmium impairs $^{113,115}\text{Cd}$ ont été étudiés pour la première fois par réaction de fission induite par ions lourds $^{28}\text{Si} + ^{176}\text{Yb}$, auprès du

multidétecteur Eurogam II. De nouvelles bandes rotationnelles bâties sur l'isomère $11/2^-$ ont été identifiées et interprétées en termes de bandes découplées. Des calculs HF+BCS ont permis de déterminer une faible déformation prolata pour les isotopes pairs-pairs $^{110-116}\text{Cd}$. Les isotopes impairs semblent être légèrement plus déformés que les pairs. Les calculs sont à poursuivre pour les impairs afin de déterminer cette déformation.

Recherche d'isomères K dans la région des "Terre rare" autour de $A \sim 180$ *Pascale Mayet, GSI Darmstadt*

Un dispositif de spectroscopie γ comportant 4 détecteurs au germanium de type trèfle a été utilisé pour la recherche d'isomères K parmi les produits de la fragmentation d'un faisceau de ^{208}Pb d'énergie 1 GeV/nucléon sur une cible de ^9Be (1.6 g/cm^2).

Les décroissances de nombreux isomères connus ont été observées, dont celle de l'isomère $K=35/2$ du ^{179}W . De plus, un nombre important d'isotopes de "Terre Rare" très riches en neutrons a été synthétisé et identifié pour la première fois.

Production d'une cible isomérique *Laurent Maunoury, SPN Bruyères*

Méthode du couplage quasi particule-phonon *Abderrahman Boulal, Casablanca*

Pour la détermination des états intrinsèques on diagonalise l'Hamiltonien intrinsèque, contenant le champ moyen déformé de Nilsson, l'interaction d'appariement, la force quadrupolaire-quadrupolaire et la force de recul, dans une base formée par des états à 1-quasiparticule et des états du couplage quasiparticule-phonon. Les états excités sont obtenus après diagonalisation de l'Hamiltonien total qui inclut en plus la force de Coriolis. Cette méthode permet de reproduire les schémas de niveaux de quelques noyaux impairs de la région de transition $A \sim 130$.

Etude microscopique de la réaction de capture radiative $d(d, \gamma)\alpha$ *Rachid Kamouni, PNTPM, UL Bruxelles*

Dans le but de faire l'étude d'une réaction d'intérêt astrophysique, nous avons utilisé le modèle microscopique de la coordonnée génératrice. Les fonctions d'ondes sont alors complètement antisymétrisées et l'hamiltonien fait intervenir tous les nucléons du système. Pour calculer les sections efficaces de réactions de ce type, on a besoin de calculer les fonctions d'onde des états libres et les fonctions d'onde des états liés simultanément.

L'étude de la collision élastique $d+d$ est rendue plus compliquée par les faits que le spin du deuton n'est pas nul et que ce système est sensible à l'interaction tensorielle. Nous avons développé une méthode générale de calcul d'éléments de matrice dans ce cas.

Nous avons commencé à étudier la réaction $d(d, \gamma)\alpha$ en négligeant l'interaction tensorielle. Les résultats obtenus sont en accord qualitatif avec l'expérience.

Etude expérimentale des résiduels de spallation

Laurent Audouin, IPN Orsay

Dans le cadre des études menées autour du concept de réacteur hybride (programme GEDEON), nous cherchons à déterminer l'ensemble des sections efficaces de production des résidus des réactions de spallation plomb-proton, qui constituent la source de neutrons la plus couramment envisagée.

Les mesures ont été effectuées en cinématique inverse à GSI à l'aide du séparateur de fragments FRS. Nous pouvons ainsi déterminer la section efficace de chaque isotope avant décroissance β (contrairement aux mesures en cinématique directe qui sont souvent limitées aux sections efficaces cumulées), ainsi que les spectres en moment des noyaux produits. A la suite d'une première expérience à 1 GeV/u, nous entamons maintenant l'analyse d'une expérience à 500 MeV/u afin de nous permettre de disposer d'un pouvoir prédictif sur la production de résidus en fonction de l'énergie du proton incident, ce qui permettra la simulation de l'effet du proton sur une cible réelle (donc épaisse).

Etude théorique des corrélations d'appariement dans les méthodes de champ moyen

Thomas Duguet, SPht, CEA Saclay

Avec l'arrivée prochaine des noyaux exotiques dans "les laboratoires", il est important de posséder une force effective efficace. Celle-ci doit tout d'abord être validée sur une large gamme de noyaux connus autour de la vallée de stabilité. Nous utilisons dans notre force, la force de Skyrme SLy4 pour la partie champ moyen et un potentiel d'appariement de contact, dépendant de la densité. L'étude systématique de cette force pour des noyaux connus me permet actuellement d'ajuster les différents paramètres et d'étudier le contenu physique de l'appariement. Les premiers résultats m'ont notamment amené à proposer de briser l'invariance d'isospin de cet appariement.

Refroidissement de faisceaux radioactifs

Sylvain Henry, CSNSM Orsay

Mistral est un spectromètre de masse à transmission et à radiofréquence installé au CERN auprès du dispositif de production de faisceaux radioactifs ISOLDE. Cette production est d'autant plus difficile que les noyaux sont loin de la stabilité et la notion de sensibilité du spectromètre est alors un paramètre important. Dans le but d'augmenter cette sensibilité un dispositif de refroidissement du faisceaux ISOLDE est à l'étude. Ce refroidissement a pour but de diminuer la taille du faisceau dans l'espace des phases et donc la transmission à travers MISTRAL.

Excitation de l'²³⁵U par laser

Claude Camus, CENBG/CEA Bruyères

LISTE DES PARTICIPANTS

ABGRALL Yvon

CEN Bordeaux - BP 120 - F-33175 GRADIGNAN Cedex - *abgrall@cenbg.in2p3.fr*

AICHE Mourad

CEN Bordeaux - BP 120 - F-33175 GRADIGNAN Cedex - *aiche@cenbg.in2p3.fr*

AGUER Pierre

CEN Bordeaux - BP 120 - F-33175 GRADIGNAN Cedex - *aguer@cenbg.in2p3.fr*

AKSOUH Farouk

GSI Darmstadt - Plankstrasse 1 - D-64291 DARMSTADT - *aksouh@clri6f.gsi.de*

ALEONARD Marie-Madeleine

CEN Bordeaux - BP 120 - F-33175 GRADIGNAN Cedex - *aleonard@cenbg.in2p3.fr*

ANGULO PEREZ Carmen

Institut de Physique Nucléaire - UCL - 2, Chemin du Cyclotron - B-1348 LOUVAIN-la-NEUVE - *angulo@ynu.ucl.ac.be*

AUDOUIN Laurent

IPN Orsay - BP 1 - F-91406 ORSAY Cedex - *audouin@ipno.in2p3.fr*

AZAIEZ Faïçal

IPN Orsay - BP 1 - F-91406 ORSAY Cedex - *azaiez@ipno.in2p3.fr*

BAN Gilles

LPC/ISMRA - 6, Boulevard du Maréchal Juin - F-14050 CAEN Cedex - *ban@caelav.in2p3.fr*

BAUCHET Armand

CSNSM Orsay - Bâtiments 104-108 - F-91405 ORSAY Campus - *bauchet@csnsm.in2p3.fr*

BELLEGUIC Marjorie

IPN Orsay - BP 1 - F-91406 ORSAY Cedex - *bellegui@ipno.in2p3.fr*

BITAUD Laurent

CEA/DAM/DIF - BP 12 - F-91680 BRUYERES-le-CHATEL - *bitaud@bruyeres.cea.fr*

BONCHE Paul

SPHT - CEA Saclay - Bât. 774 - F-91191 GIF-SUR-YVETTE Cedex - *paul@spht.saclay.cea.fr*

BOULAL Abderrahman

Faculté des Sciences Ben M'Sik - DPN - BP 7955 - Ben M'Sik - CASABLANCA - *salhoumi@mailcity.com*

BUFORN Nadège

IPN Lyon - 43 Bld du 11 Novembre 1918 - F-69622 VILLEURBANNE Cedex - *buforn@ipnl.in2p3.fr*

CAMUS Claude

CEA/DIF/DPTA/SPN - BP 12 - F-91680 BRUYERES-le-CHATEL - *camus@bruyeres.cea.fr*

CANCHEL Grégory

IPN Lyon - 43 Bld du 11 Novembre 1918 - F-69622 VILLEURBANNE Cedex - *canchel@ipnl.in2p3.fr*

CHEMIN Jean-François

CEN Bordeaux - BP 120 - F-33175 GRADIGNAN Cedex - *chemin@cenbg.in2p3.fr*

COC Alain

CSNSM Orsay - Bâtiments 104-108 - F-91405 ORSAY Campus - *coc@csnsm.in2p3.fr*

COSME Gérard

IN2P3 - Service Formation Permanente - 3 rue Michel-Ange - F-75794 PARIS Cedex 16 -

DANCER Héloïse

CEA/DIF/DPTA/SPN - BP 12 - F-91680 BRUYERES-le-CHATEL - *dancer@bruyeres.cea.fr*

DASSIE Danièle

CEN Bordeaux - BP 120 - F-33175 GRADIGNAN Cedex - *dassie@cenbg.in2p3.fr*

DELAHAYE Pierre

LPC/ISMRA - 6, Boulevard du Maréchal Juin - F-14050 CAEN Cedex - *delahaye@caelav.in2p3.fr*

DESCOUEMONT Pierre

Université Libre de Bruxelles - Physique Nucléaire Théorique - CP 229 - B-1050 BRUXELLES - *pdesc@ulb.ac.be*

DONZAUD Corinne

IPN Orsay - BP 1 - F-91406 ORSAY Cedex - *donzaud@ipno.in2p3.fr*

DUGUET Thomas

SPhT - CEA Saclay - Bât. 774 - F-91191 GIF-SUR-YVETTE Cedex - *duguet@spht.saclay.cea.fr*

FURGOLLE Monique

IN2P3 - Service Formation Permanente - 3 rue Michel-Ange - F-75794 PARIS Cedex 16 -

GOUTTE Dominique

CEA/DIF/DPTA/SPN - BP 12 - F-91680 BRUYERES-le-CHATEL - *goutte@bruyeres.cea.fr*

HAAS Bernard

IReS Strasbourg - 23, rue du Loess - BP 28 - F-67037 STRASBOURG Cedex 02 - *bernard.haas@ires.in2p3.fr*

HAMMACHE Fairouz

CSNSM Orsay - Bâtiments 104-108 - F-91405 ORSAY Campus - *hammache@csnsm.in2p3.fr*

HANNACHI Fazia

CSNSM Orsay - Bâtiments 104-108 - F-91405 ORSAY Campus - *hannachi@csnsm.in2p3.fr*

HARSTON Michael

DSM /DAPNIA/SPHn - CEA Saclay - F-91191 GIF-SUR-YVETTE Cedex - *harston@cenbg.in2p3.fr*

HENRY Sylvain

CSNSM Orsay - Bâtiments 104-108 - F-91405 ORSAY Campus - *henry@csnsm.in2p3.fr*

HEENEN Paul-Henri

Université Libre de Bruxelles - Physique Nucléaire Théorique - CP 229 - B-1050 BRUXELLES - *phheenen@ulb.ac.be*

HESSE Michel

Université Libre de Bruxelles - Physique Nucléaire Théorique - CP 229 - B-1050 BRUXELLES - *mhesse@ulb.ac.be*

IBRAHIM Fadi

IPN Orsay - BP 1 - F-91406 ORSAY Cedex - *ibrahim@ipno.in2p3.fr*

KAMOUNI Rachid

Université Libre de Bruxelles - Physique Nucléaire Théorique - CP 229 - B-1050 BRUXELLES - *rkamouni@ulb.ac.be*

KIENER Jürgen

CSNSM Orsay - Bâtiments 104-108 - F-91405 ORSAY Campus - *kiener@csnsm.in2p3.fr*

KORICHI Amel

CSNSM Orsay - Bâtiments 104-108 - F-91405 ORSAY Campus - *korichi@csnsm.in2p3.fr*

LABARSOUQUE Jean

CENBG - BP 120 - F-33175 GRADIGNAN Cedex - *labars@cenbg.in2p3.fr*

LE BLANC François

IPN Orsay - BP 1 - F-91406 ORSAY Cedex - *leblanc@ipno.in2p3.fr*

LE BRUN Christian

LPC/ISMRA - 6, Boulevard du Maréchal Juin - F-14050 CAEN Cedex - *lebrunch@caelav.in2p3.fr*

LECLERCQ-WILLAIN Christiane

Université Libre de Bruxelles - Physique Nucléaire Théorique - CP 229 - B-1050 BRUXELLES - *cwillain@ulb.ac.be*

LEFEBVRE Anne

CSNSM Orsay - Bâtiments 104-108 - F-91405 ORSAY Campus - *lefebvre@csnsm.in2p3.fr*

LIENARD Etienne

LPC/ISMRA - 6, Boulevard du Maréchal Juin - F-14050 CAEN Cedex - *lienard@caelav.in2p3.fr*

LUNNEY David

CSNSM Orsay - Bâtiments 104-108 - F-91405 ORSAY Campus - lunney@csnsm.in2p3.fr

MALKA Gérard

CEN Bordeaux - BP 120 - F-33175 GRADIGNAN Cedex - malka@cenbg.in2p3.fr

MANIL Bruno

Laboratoire Kastler-Brossel - 4, Place Jussieu - Case 74 - F-75252 PARIS Cedex 05 - manil@lpn.jussieu.fr

MAUNOURY Laurent

CEA/DIF/DPTA/SPN - BP 12 - F-91680 BRUYERES-le-CHATEL - maunoury@bruyeres.cea.fr

MAYET Pascale

GSi Darmstadt - Plankstrasse 1 - D-64291 DARMSTADT - p.mayet@gsi.de

MEOT Vincent

CEA/DIF/DPTA/SPN - BP 12 - F-91680 BRUYERES-le-CHATEL - meot@bruyeres.cea.fr

MOREL Pascal

CEA/DIF/DPTA/SPN - BP 12 - F-91680 BRUYERES-le-CHATEL - morel@bruyeres.cea.fr

MORETTO Philippe

CEN Bordeaux - BP 120 - F-33175 GRADIGNAN Cedex - moretto@cenbg.in2p3.fr

NALPAS Laurent

DSM /DAPNIA/SPHn - CEA Saclay - F-91191 GIF-SUR-YVETTE Cedex - lnalpas@cea.fr

NEYENS Gerda

Univ. of Leuven, IKS / GANIL - BP 5027 - F-14076 CAEN Cedex 5 - neyens@ganil.fr / gerda.neyens@fys.kuleuven.ac.b

PORQUET Marie-Geneviève

CSNSM Orsay - Bâtiments 104-108 - F-91405 ORSAY Campus - porquet@csnsm.in2p3.fr

REDON Nadine

IPN Lyon - 43 Bld du 11 Novembre 1918 - F-69622 VILLEURBANNE Cedex - redon@ipnl.in2p3.fr

ROUSSIERE Brigitte

IPN Orsay - BP 1 - F-91406 ORSAY Cedex - roussier@ipno.in2p3.fr

ROUYER Claude

CEA CESTA - BP 2 - F-33114 LE BARP -

SCHEURER Jean-Nicolas

CEN Bordeaux - BP 120 - F-33175 GRADIGNAN Cedex - scheurer@cenbg.in2p3.fr

SCHUNCK Nicolas

IReS Strasbourg - 23, rue du Loess - BP 28 - F-67037 STRASBOURG Cedex 02 - nicolas.schunck@ires.in2p3.fr

SILVESTRE BRAC Bernard

ISN Grenoble - 53 Av. des Martyrs - F-38026 GRENOBLE Cedex - silvestre@isnlp3.in2p3.fr

TATISCHEFF Vincent

CSNSM Orsay - Bâtiments 104-108 - F-91405 ORSAY Campus - tatische@csnsm.in2p3.fr

TEUGHELs Stéphanie

Instituut voor Kern - en Stralingsfysica - Celstijnenlaan 200-D - B-3001 LEUVEN - stephanie.teughels@fys.kuleuven.ac.

THIBAUD Jean-Pierre

CSNSM Orsay - Bâtiments 104-108 - F-91405 ORSAY Campus - thibaud@csnsm.in2p3.fr

VERNEY David

IPN Orsay - BP 1 - F-91406 ORSAY Cedex - verney@ipno.in2p3.fr

ZERGUERRAS Thomas

IPN Orsay - BP 1 - F-91406 ORSAY Cedex - zerguer@ipno.in2p3.fr