

FRANC THZ 80
Notice 1911

Inscrit aux archives originales
du Centre de Documentation
C.N.R.S. sous le N° A. O. 7.439

THÈSE

présentée

A L'UNIVERSITÉ SCIENTIFIQUE ET MÉDICALE DE GRENOBLE

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Jean-Louis BARAT

SUJET

Spectrométrie nucléaire (^{155}Tb et ^{172}Tm)
et séparation isotopique.

Soutenu le 21 Juillet 1972 devant la Commission d'Examen

JURY

MM. A. MOUSSA

Président

R. PIEPENBRING
G. SIMONOFF
J. VALENTIN

Examinateurs

ILNF
INIS
NSA

THÈSE

présentée

A L'UNIVERSITÉ SCIENTIFIQUE ET MÉDICALE DE GRENOBLE

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Jean-Louis BARAT

SUJET

Spectrométrie nucléaire (^{155}Tb et ^{172}Tm)
et séparation isotopique.

Soutenu le 21 Juillet 1972 devant la Commission d'Examen

JURY

MM. A. MOUSSA

Président

R. PIEPENBRING

G. SIMONOFF

J. VALENTIN

} *Examineurs*

Président : Monsieur Michel SOUTIF
Vice-Président : Monsieur Gabriel CAU

PROFESSEURS TITULAIRES

MM.	ANGLES D'AURIAC Paul	Mécanique des fluides
	ARNAUD Georges	Clinique des maladies infectieuses
	ARNAUD Paul	Chimie
	AUBERT Guy	Physique
	AYANT Yves	Physique approfondie
Mme	BARBIER Marie-Jeanne	Electrochimie
MM.	BARBIER Jean-Claude	Physique expérimentale
	BARBIER Reynold	Géologie appliquée
	BARJON Robert	Physique nucléaire
	BARNOUD Fernand	Biosynthèse de la cellulose
	BARRA Jean-René	Statistiques
	BARRIE Joseph	Clinique chirurgicale
	BENOIT Jean	Radioélectricité
	BERNARD Alain	Mathématiques Pures
	BESSON Jean	Electrochimie
	BEZES Henri	Chirurgie générale
	BLAMBERT Maurice	Mathématiques Pures
	BOLLINET Louis	Informatique (IUT B)
	BONNET Georges	Electrotechnique
	BONNET Jean-Louis	Clinique ophtalmologique
	BONNET-EYNARD Joseph	Pathologie médicale
	BONNIER Etienne	Electrochimie Electrometallurgie
	BOUCHERLE André	Chimie et Toxicologie
	BOUCHEZ Robert	Physique nucléaire
	BOUSSARD Jean-Claude	Mathématiques Appliquées
	BRAVARD Yves	Géographie
	BRISONNEAU Pierre	Physique du Solide
	BUYLE-BODIN Maurice	Electronique
	CABANAC Jean	Pathologie chirurgicale
	CABANEL Guy	Clinique rhumatologique et hydrologie
	CALAS François	Anatomie
	CARRAZ Gilbert	Biologie animale et pharmacodynamie
	CAU Gabriel	Médecine légale et Toxicologie
	CAUQUIS Georges	Chimie organique
	CHABAUTY Claude	Mathématiques Pures
	CHARACON Robert	Oto-Rhino-Laryngologie
	CHATEAU Robert	Thérapeutique
	CHENE Marcel	Chimie papetière
	COEUR André	Pharmacie chimique
	CONTAMIN Robert	Clinique gynécologique
	COUDERC Pierre	Anatomie Pathologique
	CRAYA Antoine	Mécanique
Mme	DEBELMAS Anne-Marie	Matière médicale
MM.	DEBELMAS Jacques	Géologie générale
	DEGRANGE Charles	Zoologie
	DESRE Pierre	Métallurgie
	DESSAUX Georges	Physiologie animale
	DODU Jacques	Mécanique appliquée
	DOLIQUE Jean-Michel	Physique des plasmas
	DREYFUS Bernard	Thermodynamique
	DUCROS Pierre	Cristallographie
	DUGOIS Pierre	Clinique de Dermatologie et Syphillographie
	FAU René	Clinique neuro-psychiatrique
	FELICI Noël	Electrostatique

MM.	GAGNAIRE Didier	Chimie physique
	GALLISSOT François	Mathématiques Pures
	GALVANI Octave	Mathématiques Pures
	GASTINEL Noël	Analyse numérique
	GEINORE Michel	Electroradiologie
	GERBER Robert	Mathématiques Pures
	GIRAUD Pierre	Géologie
	KLEIN Joseph	Mathématiques Pures
Mme	KOFLER Lucie	Botanique et Physiologie végétale
MM.	KOSZUL Jean-Louis	Mathématiques Pures
	KRAVTCHENKO Julien	Mécanique
	KUNTZMANN Jean	Mathématiques Appliquées
	LACAZE Albert	Thermodynamique
	LACHARME Jean	Biologie végétale
	LAJZEROWICZ Joseph	Physique
	LATREILLE René	Chirurgie générale
	LATURAZE Jean	Biochimie pharmaceutique
	LAURENT Pierre	Mathématiques Appliquées
	LEORU Jean	Clinique médicale B
	LLIBOUTRY Louis	Géophysique
	LOUP Jean	Géographie
Mlle	LUTZ Elisabeth	Mathématiques Pures
	MALGRANGE Bernard	Mathématiques Pures
	MALINAS Yves	Clinique obstétricale
	MARTIN-NOEL Pierre	Sémiologie médicale
	MASSEPORT Jean	Géographie
	MAZARE Yves	Clinique médicale A
	MICHEL Robert	Minéralogie et Pétrographie
	MOURIQUAND Claude	Histologie
	MOUSSA André	Chimie nucléaire
	NEEL Louis	Physique du Solide
	OZENDA Paul	Botanique
	PAUTHENET René	Electrotechnique
	PAYAN Jean-Jacques	Mathématiques Pures
	PEBAY-PEYROULA Jean-Claude	Physique
	PERRET René	Servomécanismes
	PILLET Emile	Physique industrielle
	RASSAT André	Chimie systématique
	RENARD Michel	Thermodynamique
	REULOS René	Physique industrielle
	RINALDI Renaud	Physique
	ROGET Jean	Clinique de pédiatrie et de puériculture
	SANTON Lucien	Mécanique
	SEIGNEURIN Raymond	Microbiologie et Hygiène
	SENGEL Philippe	Zoologie
	SILBERT Robert	Mécanique des fluides
	SOUTIF Michel	Physique générale
	TANCHE Maurice	Physiologie
	TRAYNARD Philippe	Chimie générale
	VAILLAND François	Zoologie
	VALENTIN Jacques	Physique Nucléaire
	VAUQUOIS Bernard	Calcul électronique
Mme	VERAIN Alice	Pharmacie galénique
M.	VERAIN André	Physique
Mme	VEYRET Germaine	Géographie
MM.	VEYRET Paul	Géographie
	VIGNAIS Pierre	Biochimie médicale
	YOCOZ Jean	Physique nucléaire théorique

PROFESSEURS ASSOCIES

MM.	BULLEMER Bernhard	Physique
	HANG JUN-ICHI	Mathématiques Pures
	STEPHENS Michaël	Mathématiques Appliquées

PROFESSEURS SANS CHAIRE

MM.	BEAUDING André	Pédiatrie
Mme	BERTRANDIAS Françoise	Mathématiques Pures
MM.	BERTRANDIAS Jean-Paul	Mathématiques appliquées
	BIAREZ Jean-Pierre	Mécanique
	BONNETAIN Lucien.	Chimie minérale
Mme	BONNIER Jane	Chimie générale
MM.	CARLIER Georges	Biologie végétale
	COHEN Joseph	Electrotechnique
	COUMES André	Radioélectricité
	DEPASSEL Roger	Mécanique des Fluides
	DEPORTES Charles	Chimie minérale
	GAUTHIER Yves	Sciences biologiques
	GAVEND Michel	Pharmacologie
	GERMAIN Jean Pierre	Mécanique
	GIDON Paul	Géologie et Minéralogie
	GLENAT René	Chimie organique
	HACQUES Gérard	Calcul numérique
	JANIN Bernard	Géographie
Mme	KAHANE Josette	Physique
MM.	MULLER Jean-Michel	Thérapeutique
	PERRIAUX Jean-Jacques	Géologie et minéralogie
	POULOUJADOFF Michel	Electrotechnique
	REBECCO Jacques	Biologie (CUS)
	REVOL Michel	Urologie
	REYMOND Jean-Charles	Chirurgie générale
	ROBERT André.	Chimie papetière
	DE ROUGEMONT Jacques	Neurochirurgie
	SARRAZIN Roger	Anatomie et chirurgie
	SARROT-REYNAULD Jean	Géologie
	SIBILLE Robert	Construction Mécanique
	SIROT Louis	Chirurgie générale
Mme	SOUTIF Jeanne	Physique générale

MAITRES DE CONFERENCES ET MAITRES DE CONFERENCES AGREGES

Mlle	AGNIUS-DELOLD Claudine	Physique pharmaceutique
	ALARY Josette	Chimie analytique
MM.	AMBLARD Pierre	Dermatologie
	AMBROISE-THOMAS Pierre	Parasitologie
	ARMAND Yves	Chimie
	BEGUIN Claude	Chimie organique
	BELORIZKY Elle	Physique
	BENZAKEN Claude	Mathématiques Appliquées
	BILLET Jean	Géographie
	BLIMAN Samuel	Electronique (EIE)
	BLOCH Daniel	Electrotechnique
Mme	BOUCHE Liene	Mathématiques (CUS)
MM.	BOUCHET Yves	Anatomie
	BOUVARD Maurice	Mécanique des Fluides

MM.	BRODEAU François	Mathématiques (IUT B)
	BRUGEL Lucien	Energétique
	BUISSON Roger	Physique
	BUTEL Jean	Orthopédie
	CHAMBAZ Edmond	Biochimie médicale
	CHAMPETIER Jean	Anatomie et organogénèse
	CHIAVERINA Jean	Biologie appliquée (EFP)
	CHIBON Pierre	Biologie animale
	COHEN-ADDAD Jean-Pierre	Spectrométrie physique
	COLOMB Maurice	Biochimie médicale
	CONTE René	Physique
	COULOMB Rex	Radiologie
	DRODZET Guy	Radiobiologie
	DURAND Francis	Métallurgie
	DUSSAUD René	Mathématiques (CUS)
Mme	ETERRADOSSI Jacqueline	Physiologie
MM.	FAURE Jacques	Médecine légale
	GENSAC Pierre	Botanique
	GIDON Maurice	Géologie
	GRIFFITHS Michaël	Mathématiques Appliquées
	GROULADE Joseph	Biochimie médicale
	HOLLARC Daniel	Hématologie
	HUGONOT Robert	Hygiène et Médecine préventive
	IDELMAN Simon	Physiologie animale
	IVANES Marcel	Electricité
	JALBERT Pierre	Histologie
	JOLY Jean-René	Mathématiques Pures
	JOUBERT Jean-Claude	Physique du Solide
	JULLIEN Pierre	Mathématiques Pures
	KAHANE André	Physique générale
	KUHN Gérard	Physique
	LACOME Jean-Louis	Physique
Mme	LAJZEROWICZ Jeannine	Physique
MM.	LANCIA Roland	Physique atomique
	LE JUNTER Noël	Electronique
	LEROY Philippe	Mathématiques
	LOISEAUX Jean-Marie	Physique Nucléaire
	LONGUEUE Jean-Pierre	Physique Nucléaire
	LUU DUC Cuong	Chimie Organique
	MACHE Régis	Physiologie végétale
	MAGNIN Robert	Hygiène et Médecine préventive
	MARECHAL Jean	Mécanique
	MARTIN-BOUYER Michel	Chimie (CUS)
	MAYNARD Roger	Physique du Solide
	MICHOULIER Jean	Physique (I.U.T. "A")
	MICLOUD Max	Maladies Infectieuses
	MOREAU René	Hydraulique (INF)
	NEGRE Robert	Mécanique
	PARAMELLE Bernard	Pneumologie
	PECCOUD François	Analyse (IUT B)
	PEFFEN René	Métallurgie
	PELMONT Jean	Physiologie animale
	PERRET Jean	Neurologie
	PERRIN Louis	Pathologie expérimentale
	PFISTER Jean-Claude	Physique du Solide
	PHÉLIP Xavier	Rhumatologie
Mlle	PIERY Yvette	Biologie animale

MM.	RACHAIL Michel	Médecine Interne
	RACINET Claude	Gynécologie et obstétrique
	RENAUD Maurice	Chimie
	RICHARD Lucien	Botanique
Mme	RINAUDO Marguerite	Chimie macromoléculaire
MM.	ROMIER Guy	Mathématiques (IUT B)
	SHOM Jean Claude	Chimie Générale
	STIEGLITZ Paul	Anesthésiologie
	STOEBNER Pierre	Anatomie pathologique
	VAN CUTSEM Bernard	Mathématiques Appliquées
	VEILLON Gérard	Mathématiques Appliquées (INP)
	VIALON Pierre	Géologie
	VOOG Robert	Médecine Interne
	VIROUSSOS Constantin	Radiologie
	ZADWORYN François	Electronique

MAITRES DE CONFERENCES ASSOCIES

MM.	BOUDOURIS Georges	Radioélectricité
	CHEEKE John	Thermodynamique
	GOLDSCHMIDT Hubert	Mathématiques
	SIDNEY STUARD	Mathématiques Pures
	YACOUD Mahmoud	Médecine légale

CHARGES DE FONCTIONS DE MAITRES DE CONFERENCES

Mme	BERIEL Hélène	Physiologie
Mme	RENAUDET Jacqueline	Microbiologie

Fait le 30 Mai 1972

Ce travail a été réalisé à l'Institut des Sciences Nucléaires, et je remercie Monsieur le Professeur J. VALENTIN pour en avoir orienté les grandes lignes et s'y être par la suite intéressé malgré ses charges administratives.

Monsieur le Professeur A. MOUSSA, dans le laboratoire duquel j'ai fait mes premières armes en spectrométrie nucléaire, a accepté de présider le jury, ce dont je lui suis très reconnaissant.

Je voudrais également exprimer ma gratitude à Monsieur le Professeur G. SIMONOFF qui a bien voulu entreprendre ce long voyage qui mène de Bordeaux à Grenoble pour être l'un des jurés.

Quant à R. PIEPNERING, Maître de Recherches, il se sera intéressé à ce travail jusqu'à son terme : je voudrais saluer ici le grand sens pédagogique dont il a fait preuve en face du non-théoricien que je suis, au cours de longues conversations où nul ne doute que j'ai beaucoup appris.

De Jacqueline TREHERNE, Chargée de Recherches, j'ai reçu à la fois une direction et une collaboration amicales de tous les instants, et je veux en signaler ici l'efficacité en faisant remarquer qu'elle a volontairement restreint son champ d'action pour se consacrer exclusivement à ce travail en commun.

Avec l'équipe du Séparateur d'isotopes, M. BOURIANT, G. CALLOIS, E. CHANTREAU et A. MENTHE, j'aurai passé de longues journées - et nuits - de travail toujours agréables grâce à leur efficacité et leur gentillesse.

Occasionnellement, j'ai pu bénéficier de l'expérience de J. GODART, A. DENABED, D. BARNECUD, G. HARGOTTON, J. GIZON et J. L. BELMONT en matière de chimie, électronique, spectrométrie et optique ionique. Leur aide et leurs conseils m'ont été grandement utiles.

Il faut noter que la réalisation pratique de ce mémoire a pu se faire en un temps record grâce à la célérité de Messieurs R. TERGI et LE DORTZ.

Enfin CHARLOTTE, nouvellement de ce monde, a fortement contribué au calme des journées de rédaction par sa compréhensive quiétude.

TABLE DES MATIERES

	<u>Pages</u>
AVANT-PROPOS	1
<u>CHAPITRE I - ETUDE DES NIVEAUX EXCITES DE $^{172}_{69}\text{Tm}$</u>	2
I.1 <u>Techniques expérimentales</u>	3
I.1.1 Préparation des sources	3
I.1.2 Spectrométrie des photons γ	3
I.1.3 Spectrométrie des électrons de conversion	3
I.1.4 Mesures en coïncidences γ - γ	4
I.2 <u>Résultats</u>	4
I.3 <u>Interprétation du schéma de désintégration</u>	5
I.3.1 Hamiltonien du modèle	55
I.3.2 Variations de a_n , a_p et $h^2/2\mathcal{J}$	12
I.3.3 Mélange de configurations et probabilités de transition 13	
<u>CHAPITRE II - ETUDE DES NIVEAUX EXCITES DE $^{155}_{65}\text{Tb}_{90}$</u>	22
II.1 <u>Procédure expérimentale</u>	22
II.1.1 Préparation des sources	23
II.1.2 Spectres de rayonnements γ	23
II.1.3 Spectres d'électrons de conversion	23
II.1.4 Mesures en coïncidences γ - γ	23
II.2 <u>Résultats expérimentaux</u>	24
II.3 <u>Discussion des résultats</u>	24
II.3.1 Bande $3/2^+(411)$	25
II.3.2 Bande $5/2^+(413)$	26
II.3.3 Bande $1/2^+$	27
II.3.4 Bande $3/2^+(411) + Q_{20}$	30
II.3.5 Bande $5/2^-(523)$, $7/2^-(532)$ et $3/2^-(541)$	31
II.3.6 Niveaux $5/2^-$ de haute énergie	32
II.3.7 Essai d'interprétation de quelques niveaux	33
<u>CHAPITRE III - AMELIORATION DU SYSTEME D'EXTRACTION DES IONS ET DE L'AIMANT D'ANALYSE DU SEPARATEUR D'ISOTOPES</u>	35
III.1 <u>Système d'extraction des ions</u>	35
III.1.1 Divergence radiale	36
III.1.2 Encombrement du faisceau suivant Oz	37
III.2 <u>Analyseur magnétique</u>	38
III.2.1 Largeur utile de l'entrefer	39
III.2.2 Amélioration de la focalisation	41

CHAPITRE IV - <u>EXTENSION DU CHAMP DE PRODUCTION DU SEPARATEUR D'ISOTOPES DE L'I.S.H. VERS LES NUCLEIDES A VIE COURTE : ADAPTATION D'UNE LENTILLE QUADRUPOLAIRE POUR LA FOCALISATION DU FAISCEAU SELECTIONNE. APPLICATION A L'ETUDE DE LA DESINTEGRATION $^{69}\text{As} \rightarrow ^{69}\text{Ge}$ ($T_{1/2} = 15 \text{ ms}$)</u>	42
IV.1 <u>Choix d'un doublet quadrupolaire comme élément de focalisation</u>	42
IV.1.1 Doublet quadrupolaire magnétique	44
IV.1.2 Doublet quadrupolaire électrique	46
IV.1.3 Utilisation d'un programme de calcul pour la détermination des paramètres du doublet quadrupolaire	47
IV.1.4 Réalisation du doublet électrique et de son alimentation	49
IV.2 <u>Application à l'étude de la désintégration $^{69}\text{As} \rightarrow ^{69}\text{Ge}$</u> .53	
BIBLIOGRAPHIE	56

AVANT - PROPOS

On pourra s'étonner du plan adopté dans ce travail, la partie technique suivant les parties expérimentales et théorique de spectrométrie. Les délais de livraison - et de mise en fonctionnement - du séparateur d'isotopes de l'I.S.N. ont été suffisamment longs pour permettre des études parallèles de spectrométrie à l'aide d'autres séparateurs (IPN-Orsay et CRN-Grenoble). S'il est encore besoin de le signaler, la spectrométrie par radioactivité dans le domaine des noyaux de masse impaire ou de nombres impairs de neutrons et de protons, permet d'atteindre sélectivement les états nucléaires intrinsèques et doit être considérée comme l'un des maillons de l'étude d'un noyau particulier, les informations expérimentales complémentaires s'obtenant par les expériences d'excitation rotationnelle ou de transfert d'un nucléon.

Dans le domaine particulier de spectrométrie par radioactivité, les deux études suivantes montrent qu'un séparateur d'isotopes peut être indispensable, notamment auprès d'un cyclotron (chapitres II et IV), les réactions de formation du type (α, xn) ou (p, xn) étant trop peu sélectives en fonction de l'énergie de la particule incidents.

o
o o

CHAPITRE I

ETUDE DES NIVEAUX EXCITES DE ${}^{172}_{69}\text{Tm}$

Le schéma de désintégration de ce nucléide proposé per Hansen et al. ⁽¹⁾ laisse un bon nombre de problèmes non résolus. D'après ces auteurs en effet, l'état fondamental 2^- résulte de la configuration $p:1/2^+(411)$, $n:5/2^-(512)$, tandis que les états 1^- à 407 keV et 1^+ à 610 keV correspondent respectivement aux configurations $p:1/2^+(411)$, $n:1/2^-(521)$ et $p:7/2^-(523)$, $n:5/2^-(512)$. Ainsi les transitions très intenses de 407 et 610 keV impliquent respectivement le changement d'état de neutron $1/2^-(521) \rightarrow -5/2^-(512)$ et le changement d'état de proton $7/2^-(523) \rightarrow 1/2^+(411)$ pour lesquels $\Delta\Sigma_n = 3$ et $\Delta\Sigma_p = 3$. On doit alors s'attendre à ce que ces transitions soient fortement retardées. Pourtant les mesures de Hsgamann et al. ⁽²⁾ ont donné :

$$T_{1/2}^Y(407) = 1,2 \text{ ns}$$

$$\text{et } T_{1/2}^Y(610) = 0,3 \text{ ns}$$

alors que dans les noyaux de masse impaire voisins, des transitions entre excitations rotationnelles des mêmes états de proton et de neutron ont des périodes de quelques microsecondes.

D'autre part une étude théorique ⁽³⁾ du couplage $p:1/2^+(411)$, $n:1/2^-(521)$ donnant lieu aux bandes $K = 0$ et $K = 1$ dans ${}^{170}\text{Tm}$, ${}^{170}\text{Lu}$ et ${}^{172}\text{Tm}$, conduit à une bonne description de ${}^{170}\text{Tm}$ et ${}^{170}\text{Lu}$ (énergies données à moins de 1 keV). Dans le cas de ${}^{172}\text{Tm}$, cette étude, dont nous donnons plus loin les éléments, prévoit l'état rotationnel 2^- de 446 keV à 433 keV, c'est à dire 13 keV plus bas. Un calcul où l'on recherche le meilleur ajustement de tous les paramètres ⁽⁴⁾, confirme les niveaux à 475 keV et 535 keV, mais répartit la différence de 13 keV déjà mentionnée sur les deux niveaux de la bande $K = 1^-$.

L'ensemble de ces données nous a conduit à tenter de préciser plus finement les énergies et aussi à reprendre dans son ensemble le schéma proposé.

I . 1 - TECHNIQUES EXPERIMENTALES

I . 1 . 1 - Préparation des sources

Le nucléide ^{172}Er (50h) est produit par la réaction $^{170}\text{Er}(n,\gamma)$, $^{171}\text{Er}(n,\gamma)$ ^{172}Er dans le réacteur Silcé du CEN-Grenoble à un flux de $1,5 \cdot 10^{14}$ n.cm $^{-2}$.s $^{-1}$ pendant une semaine. Les cibles sont constituées par 20 mg Er $_2$ O $_3$ enrichi à 96% en ^{170}Er . Après décroissance de la plus grande partie de ^{171}Er (7,5 h) et de façon à isoler ^{172}Er des autres activités (^{171}Tm (1,9 an) et ^{172}Tm (63,4 h)), l'échantillon est fixé en tête d'une colonne de résine Dowex 50WX8 de 15x0,6 cm convertie de la forme H $^+$ à NH $_4^+$, et ramenée à pH = 7, L'élution utilise de l'acide α -hydroxyisobutyrique 0,25 M à pH = 3,35 à un débit de 0,5 ml . mn $^{-1}$ pendant 4 h . On peut ainsi éliminer 95 % de Tm en ne perdant seulement que 5 % de Er. La solution est ramenée à pH = 2 avec de l'acide HCl concentré, puis fixée de nouveau sur une résine Dowex 50 WX8 de 3x0,6 cm. L'acide α -hydroxyisobutyrique est éliminé par une grande quantité d'eau chaude et l'activité de Er est éluee par 10 ml d'acide HCl 6N. Cependant l'activité de ^{171}Er reste malgré tout trop importante et l'intervention d'un séparateur d'isotopes est indispensable à ce stade : le volume de l'affluent est alors concentré en 3 ou 4 gouttes, puis évaporé à sec sur de la laine de quartz et les sources sont préparées à l'aide du séparateur de l'IPN-Orsay⁽⁵⁾ ou du séparateur du CEN-Grenoble⁽⁶⁾ sur des feuilles d'aluminium de 1 mg.cm $^{-2}$.

I . 1 . 2 - Spectrométrie des photons gamma

Les énergies et les intensités des raies du spectre de photons gamma sont déterminées en utilisant deux détecteurs Ge(Li), l'un (0,5 cm 3) de résolution 0,9 keV à 100 keV pour le spectre de basse énergie, l'autre (25 cm 3 , résolution 2,5 keV à 1 MeV) pour l'ensemble du spectre (fig.1). L'appareillage électronique associé (préamplificateur, amplificateur et restaurateur de niveau de base, bloc mémoire) est classique .

I . 1 . 3 - Spectrométrie des électrons de conversion

Les figures 2 et 3 montrent les spectres des électrons de conversion interne obtenus avec les spectromètres $\sqrt{2}$ sans fer du laboratoire de 21 cm⁽⁷⁾ et 50 cm⁽⁸⁾ de rayon. Pour des sources de 2 mm de large, les résolutions sont

respectivement 0,5 % et 0,25 % , et les transmissions approximativement 0,7 % et 0,1 %.

I . 1 . 4 - Mesures en coïncidence gamma-gamma

On utilise deux détecteurs Ge(Li) de 5,5 et 35 cm³, construits au laboratoire⁽⁹⁾ et un appareillage électronique d'analyse bidimensionnelle⁽⁹⁾, utilisant notamment un aiguilleur Intertechnique AP22 qui permet de sélectionner dans le spectre de l'une des voies énergie jusqu'à huit fenêtres de largeur quelconque. Le bloc mémoire utilisé ici est un appareil Intertechnique BM96. Quelques uns des spectres obtenus sont représentés sur la figure 4.

I . 2 - RESULTATS

Les résultats sont donnés dans les tableaux 1,2 et 3.

Les intensités sont normalisées sur la raie K 68,05, dont la multipolarité M1 a été établie à partir du rapport $L_I/L_{II}/L_{III}$. Le coefficient de normalisation des intensités de photons est déduit du coefficient théorique de conversion interne $\alpha_K(M1)$ de cette transition. Les incertitudes sur les intensités sont inférieures à 20 %, sauf pour les raies L 38,63 et M 38,63 qui sont complexes et particulièrement faibles , et pour la raie K 127,68 très proche de la raie L_{II} 78,7 appartenant à la désintégration du nucléide fils ¹⁷²Yb.

Les énergies des transitions inférieures à 68,05 keV sont évaluées à partir des raies d'électrons, et les autres à partir du spectre de photons. La non-linéarité de la chaîne d'électronique est corrigée en utilisant la méthode de Black et Heath⁽¹⁰⁾.

En plus des mesures en coïncidence mentionnées au tableau 3, nous avons effectué une mesure sur la raie de photons de 610 keV qui n'a relevé aucune coïncidence avec cette transition.

Ces résultats nous permettent de construire le schéma de désintégration suivant qui, notons le, est en accord avec le précédent⁽¹⁾. Nous trouvons en particulier les niveaux I = 1, K = 1⁻ à 407,25 keV et I = 2, K = 1⁻ à 445,9 keV.

TAB. I

¹⁷²Tm, Energies, intensités et multipolarités.

Transition Energy (keV)	I_{γ}	$I_{\alpha \text{ exp.}}$	$L_I/L_{II}/L_{III} \text{ exp}$	$L_I/L_{II}/L_{III} \text{ th}$	$\alpha_L \text{ exp}$	$\alpha_L \text{ th}$	Multipolarity	Transition Intensity
29.32 ± 0.05		$L_{III} = 65$ $L_{III} = 78$ $M_{II} + M_{III} = 40$ $N = 11$../1/1.2	$M_1 : 11/1/0.162$ $E_2 : 0.0096/1/1.32$ $E_1 : 1.43/1/1.4$			E_2	195
38.63 ± 0.05		$L_I \approx 2.3$ $L_{II} \approx 8.4$ $L_{III} \approx 12.4$ $M \approx 7$	1/3.65/5.4	$M_1 : 1/0.095/0.014$ $E_2 : 1/103/126$ $E_1 : 1/0.52/0.7$			$M_1 + E_2$	≈ 33
59.67 ± 0.05	78	$L_I = 132$ $L_{II} = 8.8$ $M_I = 26$ $N_I = 6$	1/0.067/..	$M_1 : 1/0.096/0.0136$ $E_2 : 1/32/37$ $E_1 : 1/0.39/0.5$	1.8	$M_1 : 2.18$ $E_2 : 18.3$ $E_1 : 0.18$	M_1	$1000^{\#}$
62.35 ± 0.1	3.5 ± 1.5	$L_I = 10$ $L_{II} = 3.8$ $L_{III} = 6$	1/0.38/0.6	$M_1 : 1/0.095/0.0134$ $E_2 : 1/29.2/32.5$ $E_1 : 1/0.37/0.47$	6 ± 3	$M_1 : 1.61$ $E_2 : 15$ $E_1 : 0.169$	$M_1 + \approx 8 \% E_2$	$150^{\#}$

68.05 ± 0.05	121	$K = 1000$ $L_I = 106$ $L_{II} = 9.7$ $L_{III} = 3.5$ $M_I = 35$	$1/0.092/0.033$	$M_1 : 1/0.094/0.013$ $E_2 : 1/22.5/24.5$ $E_1 : 1/0.33/0.43$	0.99 $(\alpha_K = 8.25)$	$M_1 : 1.23$ $E_2 : 9.6$ $E_1 : 0.13$ $(\alpha_K(M_1) = 8.25)$	M_1	1290
------------------	-----	--	-----------------	---	---------------------------------	---	-------	------

* La raie K est déduite du rapport K/L théorique.

TABLEAU 2

^{172}Ta , Energies, intensités et multiplicités.

Transition energy (keV)	L_γ	I_{exp}	K/L _{exp.}	K/L _{th.}	$\alpha_{\text{exp.}}$	$\alpha_{\text{th.}}$			Multipolarity	Transition Intensity
						M_1	E_2	E_1		
74.9 ± 0.05	3.4 ± 1.5	$K \approx 1$				6.2	1.85	0.6	E_1	≈ 6
88.9 ± 0.1		$K \approx 2$				3.6	1.13	0.36	E_1	
127.68 ± 0.05	108	$K = 90$ $L_I = 12$	$K/L_I = 7.5$	$M_1 = 6.65$ $E_2 = 9.85$ $E_1 = 9.7$ $(K/L_I \text{ values})$	$\alpha_K = 0.83$ $\alpha_{L_I} = 0.11$	1.26 0.19	0.56 0.057	0.145 0.015	$M_1 + E_2 (60 \pm 10 \%)$	215

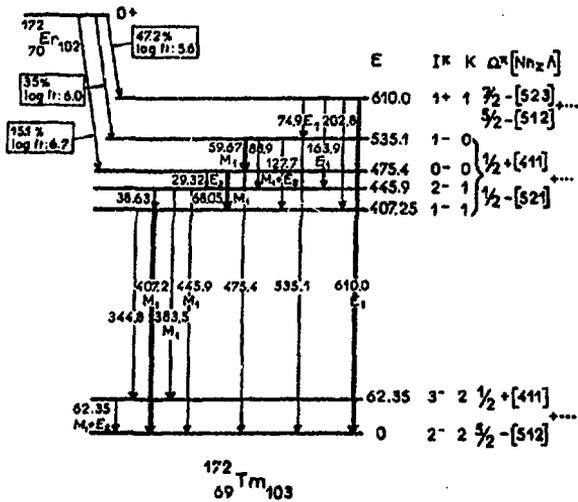
163.95 ± 0.05	34.6	K = 2			$\alpha_K = 0.058$	0.64	0.28	0.074	E_1	38
202.8 ± 0.2	44					0.36	0.155	0.044		
344.78 ± 0.15	20.5	K ≤ 1			$\alpha_K \leq 0.047$	0.087	0.035	0.018		≈ 22
383.5 ± 0.3	84.5	K = 5.6			$\alpha_K = 0.066$	0.066	0.0265	0.0092	M_1	93
407.25 ± 0.15	1495	K = 82 L = 11 M = 3.5	7.4	$M_1 = 7.15$ $E_2 = 4.35$ $E_1 = 7.4$	$\alpha_K = 0.055$ $\alpha_L = 0.0074$	0.058 0.0081	0.023 0.0053	0.0082 0.0011	M_1	1600
445.9 ± 0.2	108	K = 5.4			$\alpha_K = 0.050$	0.0475	0.019	0.0068	M_1	115
475.4 ± 0.2	36.5	K ≤ 1			$\alpha_K \leq 0.027$	0.040	0.017	0.006		≈ 38
535.1 ± 0.1	10	K ≤ 1			$\alpha_K \leq 0.1$	0.032	0.013	0.0047		≈ 12
610.0 ± 0.2	1530	K = 4.5			$\alpha_K = 0.0029$	0.023	0.0097	0.0037	E_1	1540

22 Les valeurs théoriques des coefficients de conversion interne proviennent des tables de HAGER et SELTZER.

TABLEAU 3

172th, Résultats des coïncidences.

γ singles Gate	68	128	164	203	345	384	407	446
68					weak		yes	
128					weak		yes	
164						yes		yes
203							yes	
384			yes					
407	yes	yes		yes				
446			yes					



I . 3 - INTERPRETATION DU SCHEMA DE DESINTEGRATION

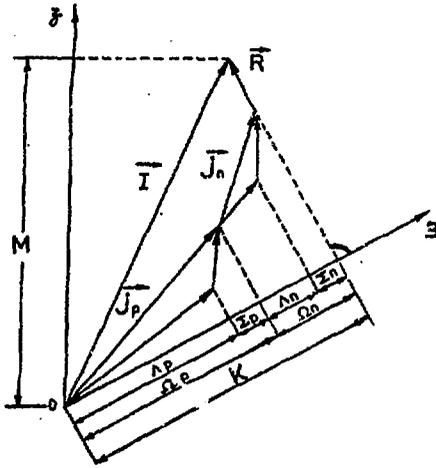
I . 3 . 1 - Hamiltonien du modèle

Si l'on néglige d'éventuelles vibrations collectives, les propriétés nucléaires des noyaux "impair-impair" (Z et N impairs) déformés sont déterminées par le proton et le neutron célibataires, en mouvement dans le potentiel déformé du coeur en rotation. L'Hamiltonien du modèle s'écrit :

$$H = (H_p + H_n) + (H_R + H_{RPC} + H_{PP}) + V_{np}$$

où H_p et H_n décrivent le mouvement du proton et du neutron dans le potentiel déformé du coeur, suivant l'hypothèse adiabatique (la rotation du coeur se fait à une fréquence suffisamment lente pour que les particules suivent adiabaticquement). H_R , H_{RPC} et H_{PP} sont les termes qui proviennent de la décomposition de l'Hamiltonien du coeur en rotation :

$$H_0 = \frac{\hbar^2}{2} \sum_{k=1}^3 \frac{L_k^2}{J_k}$$



L_k est la composante du moment cinétique du coeur sur l'axe k lié au noyau, \mathcal{I}_k le moment d'inertie par rapport à cet axe. On se limite ici au cas d'une déformation quadrupolaire (le coeur a la forme d'un ellipsoïde) et d'une symétrie de révolution autour de l'axe 3. Alors $\mathcal{I}_1 = \mathcal{I}_2 = \mathcal{I}_0$ et $\mathcal{I}_3 = 0$. La rotation du coeur s'effectue en conséquence autour d'un axe perpendiculaire à 3. L'expérience montre que la valeur du moment d'inertie \mathcal{I}_0 se trouve comprise entre celle du moment d'inertie d'un ellipsoïde rigide et celle d'un fluide dont seule, partici-

perierait à la rotation, la partie extérieure à la sphère inscrite dans l'ellipsoïde (modèle hydrodynamique). Dans l'étude présente, \mathcal{I}_0 sera considéré comme un paramètre tiré de l'expérience.

Ainsi H_0 s'écrit :

$$H_0 = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}_0} \vec{L}^2$$

avec $\vec{L}^2 = (\vec{I} - \vec{j}_p - \vec{j}_n)^2$, où \vec{I} est le moment cinétique du noyau et \vec{j}_p, \vec{j}_n les moments cinétiques des particules non appariées.

En introduisant les opérateurs du type :

$$I^{\pm} = I_1^{\pm} \mp iI_2$$

$$\text{et } j^{\pm} = j_1^{\pm} \mp ij_2$$

on tire :

$$H_0 = H_R + H_{RPC} + H_{PP}$$

avec

$$H_R = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}_0} \left[I^2 - 2I_3^2 + j_p^2 + j_n^2 + 2j_{n3}j_{p3} \right]$$

$$H_{RPC} = -\frac{\hbar^2}{2I_0} \left[I^+(j_p^- + j_n^-) + I^-(j_p^+ + j_n^+) \right]$$

$$H_{PP} = \frac{\hbar^2}{2I_0} \left[j_p^+ j_n^- + j_p^- j_n^+ \right]$$

On note l'origine commune du terme H_{RPC} avec l'énergie de Coriolis en mécanique classique (la force de Coriolis, qui s'exerce sur une particule se déplaçant avec la vitesse v dans un système en rotation de vitesse angulaire ω , est proportionnelle au produit $v \cdot \omega$).

Le terme V_{np} traduit l'interaction résiduelle neutron-proton des particules non-appariées. Nous choisissons comme vecteurs de base les vecteurs propres de $H_p + H_n + H_R$ qui sont de la forme :

$$D_{MK}^I \chi_K$$

Compte tenu des symétries du noyau (de révolution autour de 3, et par rapport au plan 1,2), et après normalisation, les fonctions de base s'écrivent, si $K \neq 0$:

$$\psi_{MK}^I = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} \left[D_{MK}^I \chi_K + (-)^{I+K} D_{M, -K}^I \chi_{-K} \right]$$

L'état individuel χ_K provient ici d'un état individuel proton (Ω_p) et d'un état individuel neutron (Ω_n). Dans le cadre du modèle de Nilsson, les états de particules sont dégénérés deux fois ($\pm \Omega$). Par conséquent, chaque paire d'orbites donne deux états intrinsèques :

$$K = \Omega_p + \Omega_n$$

$$\text{et } K = \Omega_p - \Omega_n$$

Il faut donc expliciter les états χ_K et χ_{-K} , en fonction des états individuels proton χ_{Ω_p} et neutron χ_{Ω_n} . Notons que dans la convention de Nathan et Nilsson (17), l'état χ_{Ω} s'obtient par l'action d'une rotation de π de la matière nucléaire autour d'un axe du plan de symétrie (par exemple, l'axe 2):

$$\chi_{-\Omega} = R_{\pi}(2) \chi_{\Omega} = e^{i\pi j_2} \chi_{\Omega},$$

où j_2 est demi-entier.

Deux cas sont à considérer si $K \neq 0$:

(i) $K = \Omega_p + \Omega_n$ et $\chi_K = \chi_{\Omega_p} \chi_{\Omega_n}$

Alors : $\chi_{-K} = R_{\pi}(z) \chi_{\Omega_p} \chi_{\Omega_n} = \chi_{-\Omega_p} \chi_{-\Omega_n}$

(ii) $K = \Omega_p - \Omega_n > 0$ et $\chi_K = \chi_{\Omega_p} \chi_{-\Omega_n}$

Alors : $\chi_{-K} = R_{\pi}(z) \chi_{\Omega_p} \chi_{-\Omega_n} = -\chi_{-\Omega_p} \chi_{\Omega_n}$

Il faut donc faire intervenir une phase particulière dans le cas (ii). Ce résultat permet d'écrire la fonction de base dans le cas particulier où $K = \Omega_p - \Omega_n$

$$= 0 : \Psi_{\mu K}^I = \sqrt{\frac{2I+1}{16\pi^2}} \left[\chi_{\Omega_p} \chi_{-\Omega_n} + (-)^{I+1} \chi_{-\Omega_p} \chi_{\Omega_n} \right] D_{\mu 0}^I$$

* Dans la base ainsi choisie, H_R est diagonal, et les éléments de matrice s'écrivent, en remarquant que :

$$\langle \chi_i | j_{i3}^2 | \chi_i \rangle = \Omega_i^2$$

et $K = \Omega_p + \Omega_n$

$$\begin{aligned} \langle \Psi_{\mu K}^I | H_R | \Psi_{\mu K}^I \rangle &= \frac{\hbar^2}{2g_0} [I(I+1) - K^2] \\ &+ \frac{\hbar^2}{2g_0} \langle \chi_n | j_{n1}^2 + j_{n2}^2 | \chi_n \rangle \\ &+ \frac{\hbar^2}{2g_0} \langle \chi_p | j_{p1}^2 + j_{p2}^2 | \chi_p \rangle \end{aligned}$$

Les deux derniers termes sont de nature intrinsèque. On a l'habitude de les grouper avec les éléments de matrice de H_p et H_n , ce qui donne les "énergies individuelles" respectives du proton et du neutron. Une attitude réaliste est de considérer ces énergies comme tirées de l'expérience, qu'elles soient déduites de la connaissance des noyaux voisins de masse impaire, ou bien considérées comme des paramètres ajustables dans le calcul précité⁽⁴⁾.

* Les éléments de matrice de H_{pp} , en général non diagonaux, n'interviennent pas dans le calcul limité ici aux bandes $K = 0$ et $K = 1$. En effet, l'opérateur H_{pp} n'agit que sur les fonctions intrinsèques et la présence des fonctions D_{MK}^I impliquent que les nombres quantiques I, M et K soient conservés. Dans le cas particulier où $K = 0$, avec $\Omega_p = \Omega_n = \frac{1}{2}$, il intervient des éléments diagonaux de la forme :

$$\langle \Psi_{10}^I | H_{pp} | \Psi_{10}^I \rangle = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}_0} \times \frac{1}{2} \times \langle M \rangle$$

avec $\langle M \rangle = (-)^{I+1} \left\{ \langle X_{1/2} | \delta_r^+ | X_{-1/2} \rangle \langle X_{-1/2} | \delta_n^- | X_{1/2} \rangle \right.$
 $\left. + \langle X_{-1/2} | \delta_n^- | X_{1/2} \rangle \langle X_{1/2} | \delta_r^+ | X_{-1/2} \rangle \right\}$

Le paramètre de découplage est, par définition :

$$a = - \langle X_{1/2} | \delta^+ | X_{-1/2} \rangle = - \langle X_{-1/2} | \delta^- | X_{1/2} \rangle$$

D'où :

$$\langle \Psi_{10}^I | H_{pp} | \Psi_{10}^I \rangle = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}_0} (-)^{I+1} a_n a_p$$

* L'effet de H_{KPC} est de mélanger les états de K donnés aux états de $K \pm 1$, de même parité et de même moment cinétique I .

Dans le cas où $\mathcal{J}_p = \mathcal{J}_n = \frac{1}{2}$, les forces de Coriolis s'exercent entre deux états

$$K = \mathcal{J}_p + \mathcal{J}_n = 1$$

et $K = \mathcal{J}_p - \mathcal{J}_n = 0$

L'élément de matrice est alors :

$$\langle \Psi_{M \pm}^I | H_{RPC} | \Psi_{M 0}^I \rangle = -\frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}_0} \frac{2I+1}{16\eta^2} \times$$

$$\left\{ \langle X_{\frac{1}{2}h} X_{\frac{1}{2}h} D_{M \pm}^I | I^-(j_n^+ + j_n^+) \rangle \langle X_{\frac{1}{2}h} X_{-\frac{1}{2}h} (-)^{I+1} X_{-\frac{1}{2}h} X_{\frac{1}{2}h} D_{M 0}^I \rangle \right.$$

$$\left. + (-)^{I+1} \langle X_{-\frac{1}{2}h} X_{-\frac{1}{2}h} D_{M-1}^I | I^+(j_n^- + j_n^-) \rangle \langle X_{\frac{1}{2}h} X_{-\frac{1}{2}h} (-)^{I+1} X_{-\frac{1}{2}h} X_{\frac{1}{2}h} D_{M 0}^I \rangle \right\}$$

D'où :

$$\langle \Psi_{M \pm}^I | H_{RPC} | \Psi_{M 0}^I \rangle = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{J}_0} \sqrt{I(I+1)} \left[a_n + (-)^{I+1} a_n \right]$$

* Pour l'interaction résiduelle neutron-proton, nous nous limitons ici à une interaction dépendant seulement de leur position relative r , et de leurs spins respectifs $\frac{1}{2} \sigma_n$ et $\frac{1}{2} \sigma_p$. L'invariance par rotation de cette interaction laisse supposer que V_{np} dépend du produit scalaire $\sigma_n \cdot \sigma_p$:

$$V_{np} = V(r) \left[(1-u)(1) + u(\sigma_n \cdot \sigma_p) \right]$$

u mesure l'intensité de l'interaction dépendant des spins.

Puisque l'opérateur V_{np} n'agit pas sur les fonctions D_{MK}^I , les éléments de matrice de V_{np} n'existent que pour des états de mêmes I, K et M . D'autre part le déplacement de niveaux rotationnels de spin impair dans les bandes $K=0$ de plusieurs noyaux impair-impair a été attribué par Newby⁽¹¹⁾ à l'interaction

résiduelle V_{np} . Aussi les éléments de matrice de V_{np} se mettent-ils sous la forme :

$$\langle \Psi_{MK}^I | V_{np} | \Psi_{MK}^I \rangle = V_K + (-)^I B \delta_{K0}$$

* Nous donnons maintenant les résultats de l'étude théorique⁽³⁾, dont les conclusions nous ont amenés à revoir certaines hypothèses. Les quatre niveaux à 407, 446, 475 et 535 keV procèdent du couplage $p:1/2^+(411)$, $n:1/2^-(521)$, les deux premiers étant couplés à $K=1$, les deux derniers à $K=0^{(1)}$, et sont considérés comme isolés des autres configurations. Les éléments de matrice de l'Hamiltonien du modèle dans la base de ces quatre états s'écrivent:

$$a_{11} = \epsilon_p + \epsilon_n + \frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}_0} \left[I(I+1) + (-)^{I+1} a_p a_n \right] + V_0 + (-)^I B$$

$$a_{12} = a_{21} = -\frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}_0} \sqrt{I(I+1)} \left[a_n + (-)^{I+1} a_p \right]$$

$$a_{22} = \epsilon_p + \epsilon_n + \frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}_0} \left[I(I+1) - 1 \right] + V_1$$

L'équation aux valeurs propres donne les énergies des niveaux. Dans ce calcul, les valeurs de ϵ_p , ϵ_n , a_p , a_n et $\frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}_0}$ sont tirées de la connaissance des noyaux de masse impaire voisins. En particulier, le paramètre d'inertie $\frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}_0}$ est déduit de la formule de Takahashi⁽¹²⁾:

$$\mathcal{I}_{\text{impair}} = \mathcal{I}_{\text{pair}} + \delta\mathcal{I}_p + \delta\mathcal{I}_n$$

où $\mathcal{I}_{\text{pair}}$ est le moment d'inertie du coeur pair ($^{170}_{68}\text{Er}_{102}$), $\delta\mathcal{I}_p$ et $\delta\mathcal{I}_n$ les variations du moment d'inertie dues aux proton et au neutron célibataires et tirées de la connaissance de $^{171}_{69}\text{Er}_{102}$ pour l'état $p:1/2^+(411)$ et de $^{171}_{68}\text{Er}_{103}$ pour l'état $n:1/2^-(521)$. Les énergies V_0 , B et V_1 sont déterminées à partir des énergies expérimentales de trois niveaux. Le calcul donne l'énergie du quatrième niveau $I=2$, $K=1$ égale à 439 keV (446 keV expérimentalement).

Ce qui nous amène à reconsidérer ces deux hypothèses. On peut tout d'abord se demander si le désaccord ne provient pas du choix des valeurs des paramètres de découplage et du paramètre d'inertie. Aussi nous étudions l'influence des variations de a_n , a_p et $\hbar^2/2\mathcal{I}_0$ sur la description de ces quatre états. D'autre part, l'hypothèse de la configuration isolée ne semble pas justifiée, tout au moins pour expliquer les transitions observées : nous envisageons donc des mélanges de configurations.

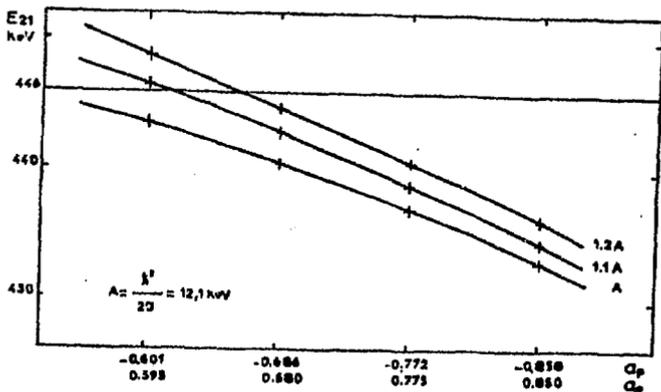
I . 3 . 2 - Variations de a_n , a_p et $\hbar^2/2$

Nous remarquons tout d'abord que dans ^{171}Tm , $a_p = -0,86$, et dans ^{171}Er , $a_n = 0,85$. Ainsi les éléments de matrice non diagonaux $a_{12} = a_{21}$ proportionnels à $a_n + (-)^{I+1} a_p$ sont voisins de zéro pour I impair, et l'on peut considérer les deux niveaux 1^- comme découplés. Dans ces conditions, l'expression littérale de l'énergie E_{IK} du niveau $I = 2$, $K = 1$ est :

$$E_{21} = \frac{1}{2} \left\{ (10 A + E_{00} + E_{11}) - \left[(2 A + E_{00} + E_{11})^2 + 24 A^2 (a_n - a_p)^2 \right]^{1/2} \right\}$$

E_{00} et E_{11} sont les énergies expérimentales des niveaux $I = 0$, $K = 0$ et $I = 1$, $K = 1$.

La figure suivante montre la variation de E_{21} en fonction de a_n , a_p et $\hbar^2/2\mathcal{I}_0$.



On remarque que pour les valeurs $a_p = -0,858$, $a_n = 0,850$ et $h^2/2\mathcal{I}_0 = 12,1$ keV, tirées de la connaissance des noyaux de masse impaire voisins, on retrouve $E_{21} = 433$ keV. Pour la bande $K = 2^-$ de l'état fondamental, la valeur expérimentale du paramètre d'inertie est 10,16 keV, alors que celle déduite de l'application de la formule de Takahashi amène à 10,03 keV, ce qui nous permet de penser que cette démarche est justifiée dans le cas de deux bandes $K = 0$ et $K = 1$. Aussi nous ne pouvons pas attendre de grandes variations du paramètre d'inertie. Il faut alors admettre que les valeurs des paramètres de découplage utilisées sont trop grandes ; mais comme le montre la figure, il est nécessaire de les faire décroître de plus de 25 % de leur valeur pour retrouver un bon accord avec la valeur expérimentale. On peut douter d'une telle possibilité, car elle laisse supposer que les états décrits ici par les orbites $p:1/2^+(411)$ et $n:1/2^-(521)$ contiennent⁽¹³⁾ une composante importante de vibration γ (nous détaillerons cet argument dans l'étude suivante sur ^{155}Tb). Ceci est tout à fait improbable puisque on ne trouve aucune bande de vibration $\gamma(1/2^+)$ dans les isotopes Tm et que dans l'isotone voisin ^{173}Yb , l'état décrit par $1/2^-(521)$ ne contient⁽¹⁴⁾ aucune composante de vibration γ .

Ces hypothèses sur les paramètres de découplages et le paramètre d'inertie ne peuvent donc expliquer l'écart entre les valeurs théorique et expérimentale de l'énergie E_{21} . Nous sommes amenés à supposer que les bandes $K = 0$ et $K = 1$ ne sont pas isolées des autres configurations : en raison de l'interaction résiduelle V_{np} , ces bandes peuvent contenir de petites composantes autres que celles résultant du couplage $p:1/2^+(411) \pm n:1/2^-(521)$.

1 . 3 . 3 - Mélange de configurations et probabilités de transitions.

Le mélange de configurations est de toute façon indispensable pour expliquer la transition M1 de 407,25 keV, particulièrement intense, qui s'effectuerait d'après Hansen et al.⁽¹⁾ avec $\Delta\Sigma_n = 3$. Sont pris en compte les quatre états de protons $1/2^+(411)$, $7/2^-(523)$, $7/2^+(404)$, $3/2^+(411)$ et les quatre états de neutrons $5/2^-(512)$, $7/2^+(633)$, $1/2^-(521)$, $7/2^+(514)$ qui apparaissent dans les noyaux de masse impaire voisins à des énergies inférieures à 700 keV⁽¹⁵⁾. En se limitant aux mélanges du premier ordre, nous obtenons les fonctions d'onde suivantes :

- Pour la bande $K = 2^-$:

$$\begin{aligned}
 & \frac{4\pi}{\sqrt{2I+1}} |I, 2^- \rangle \\
 & = \alpha_1(I) \left\{ D_{M2}^I [(-1/2+4u)(5/2-5i2)] + (-)^{I+1} D_{M-2}^I [(1/2+4u)(-5/2-5i2)] \right\} \\
 & + \alpha_2(I) \left\{ D_{M2}^I [(3/2+4u)(1/2-5i2)] + (-)^I D_{M-2}^I [(-3/2+4u)(-1/2-5i2)] \right\} \\
 & + \alpha_3(I) \left\{ D_{M2}^I [(-3/2+4u)(7/2-5i4)] + (-)^{I+1} D_{M-2}^I [(3/2+4u)(-7/2-5i4)] \right\} \\
 & + \alpha_4(I) \left\{ D_{M4}^I [(-3/2+4u)(5/2-5i2)] + (-)^I D_{M-1}^I [(3/2+4u)(-5/2-5i2)] \right\} \\
 & + \alpha_5(I) \left\{ D_{M3}^I [(-1/2+4u)(7/2-5i4)] + (-)^I D_{M-3}^I [(1/2+4u)(-7/2-5i4)] \right\} \\
 & + \alpha_6(I) \left\{ D_{M3}^I [(1/2+4u)(5/2-5i2)] + (-)^{I+1} D_{M-3}^I [(-1/2+4u)(-5/2-5i2)] \right\}
 \end{aligned}$$

avec $\alpha_5(2) = \alpha_6(2) = 0$

- Pour la bande $K = 1^-$:

$$\begin{aligned}
 & \frac{4\pi}{\sqrt{2I+1}} |I, 1^- \rangle \\
 & = \beta_1(I) \left\{ D_{M1}^I [(1/2+4u)(-1/2-5i2)] + (-)^{I+1} D_{M-1}^I [(-1/2+4u)(-1/2-5i2)] \right\} \\
 & + \beta_2(I) \left\{ D_{M2}^I [(7/2+4u)(-5/2-5i2)] + (-)^I D_{M-1}^I [(-7/2+4u)(5/2-5i2)] \right\} \\
 & + \beta_3(I) \left\{ D_{M2}^I [(-3/2+4u)(5/2-5i2)] + (-)^I D_{M-1}^I [(3/2+4u)(-5/2-5i2)] \right\} \\
 & + \beta_4(I) \left\{ D_{M2}^I [(3/2+4u)(-1/2-5i2)] + (-)^I D_{M-1}^I [(-3/2+4u)(1/2-5i2)] \right\} \\
 & + \beta_5(I) \left\{ D_{M0}^I [(1/2+4u)(1/2-5i2)] + (-)^{I+1} [(-1/2+4u)(1/2-5i2)] \right\} \\
 & + \beta_6(I) \left\{ D_{M2}^I [(3/2+4u)(1/2-5i2)] + (-)^I D_{M-2}^I [(-3/2+4u)(-1/2-5i2)] \right\}
 \end{aligned}$$

avec $\beta_6(1) = 0$.

- Pour la bande $K = 0^-$:

$$\begin{aligned}
 & \frac{4\pi}{\sqrt{2J+1}} |I, 0^- \rangle \\
 = & D_{HO}^I \left[\gamma_1(I) \left\{ (1/2+4u) (-1/2-521) + (-)^{I+1} (-1/2+4u) (1/2-521) \right\} \right. \\
 & + \gamma_2(I) \left\{ (7/2-523) (-7/2+633) + (-)^{I+1} (-7/2-523) (7/2+633) \right\} \\
 & + \gamma_3(I) \left\{ (7/2+404) (-7/2-514) + (-)^{I+1} (-7/2+404) (7/2-514) \right\} \\
 & + \gamma_4(I) \left\{ D_{M-1}^I (1/2+4u) (1/2-521) + (-)^{I+1} D_{M-1}^I (-1/2+4u) (-1/2-521) \right\} \\
 & \left. + \gamma_5(I) \left\{ D_{M-1}^I (3/2+4u) (-1/2-521) + (-)^I D_{M-1}^I (-3/2+4u) (1/2-521) \right\} \right]
 \end{aligned}$$

avec $\gamma_4(0) = \gamma_5(0) = 0$.

De façon à obtenir quelques renseignements sur les coefficients de mélange α, β et γ , nous comparons les valeurs expérimentales de plusieurs probabilités de transition aux valeurs obtenues à partir de ces fonctions d'ondes. Dans ces calculs interviennent quatre éléments de matrice individuels de transition que nous déterminons à partir des fonctions d'onde de Lamm⁽¹⁶⁾ (fonctions propres de l'Hamiltonien de Nilsson légèrement modifié) pour un paramètre de déformation $\epsilon = 0,3$. Nous utilisons également les rapports gyromagnétiques de spin g_s et orbital g_l du neutron et du proton supposés libres, et le rapport gyromagnétique associé au coeur $g_R = \frac{Z}{A}$:

$$G_1 = \langle 3/2^+(411) | M1 | 1/2^+(411) \rangle = - 6,257$$

$$G_2 = \langle 3/2^+(411) | E2 | 1/2^+(411) \rangle = - 0,402$$

$$G_3 = \langle 5/2^-(512) | E2 | 1/2^-(521) \rangle = 0,167$$

$$G_4 = \langle 1/2^-(521) | M1 | - 1/2^-(521) \rangle = 1,039$$

Si l'on choisit $g_p = 0,6 g_s$ (libre) pour traduire les effets de polarisation du coeur par les particules célibataires⁽¹⁷⁾, on obtient $G_1 = - 3,345$ et $G_4 = 0,422$.

- La transition de 407,25 keV

En se limitant à un calcul au premier ordre, on obtient l'élément de matrice :

$$\langle 0 | M1 | 407 \rangle = G_1 [\beta_1(1)\alpha_2(2) - \beta_3(1)\alpha_1(2)]$$

La probabilité de transition⁽¹⁸⁾ s'écrit :

$$T(407)_{th} = 7,17 \cdot 10^{10} [\langle 0 | M1 | 407 \rangle]^2 \text{ s}^{-1}$$

et nous comparons cette valeur à la valeur expérimentale déduite de la vie moyenne du niveau de 407 keV⁽²⁾ :

$$T(407)_{exp} = 6,0110^8 \text{ s}^{-1}$$

Ce qui conduit à :

$$\langle 0 | M1 | 407 \rangle = 0,0915$$

$$\text{et } \left| \beta_1(1)\alpha_2(2) - \beta_3(1)\alpha_1(2) \right| = 0,015 \quad \text{si } g_n = g_p \text{ (libre)}$$

$$\text{ou } 0,026 \quad \text{si } g_n = 0,6 g_p \text{ (libre).}$$

Ces faibles valeurs suggèrent que les produits $\beta_1(1)\alpha_2(2)$ et $\beta_3(1)\alpha_1(2)$ sont du même ordre de grandeur et ont le même signe. Nous pouvons raisonnablement choisir les phases des fonctions d'ondes de façon que les composantes principales $\beta_1(1)$ et $\alpha_1(2)$ aient le même signe. Les composantes d'interaction résiduelle neutron-proton $\alpha_2(2)$ et $\beta_3(1)$ doivent alors avoir le même signe. Elles s'écrivent :

$$\alpha_2(2) = \langle -1/2^+(411), 5/2^-(512) | v_{np} | 3/2^+(411), 1/2^-(521) \rangle$$

$$\beta_3(1) = \langle 1/2^+(411), 1/2^-(521) | v_{np} | -3/2^+(411), 5/2^-(512) \rangle$$

Un calcul⁽⁴⁾ utilisant les fonctions d'onde de Lamm et le potentiel d'interaction résiduelle défini au paragraphe I.3.1 :

$$v_{np} = V(r) [(1-u)(1) + u(\sigma_n \cdot \sigma_p)]$$

où, dans un souci de simplification $V(r)$ traduit ici une interaction delta à la surface du noyau, donne les résultats suivants :

$$\begin{aligned} & \langle -1/2^+(411), 5/2^-(512) | 1 | 3/2^+(411), 1/2^-(521) \rangle = \\ & - \langle 1/2^+(411), 1/2^-(521) | 1 | -3/2^+(411), 5/2^-(512) \rangle = 0,018 \\ & \langle -1/2^+(411), 5/2^-(512) | \sigma_n \cdot \sigma_p | 3/2^+(411), 1/2^-(521) \rangle \\ & = \langle 1/2^+(411), 1/2^-(521) | \sigma_n \cdot \sigma_p | -3/2^+(411), 5/2^-(512) \rangle = 0,25 \end{aligned}$$

On peut dès lors en tirer quelques renseignements sur l'interaction résiduelle neutron-proton : en prenant les valeurs approximatives $\alpha_1(2) \simeq \beta_1(1) \simeq 0,9$ pour les composantes principales et $\alpha_2(2) \simeq 0,1$, on obtient $\beta_3(1) \simeq 0,08$ ou $0,07$ suivant la valeur de g_3 , ce qui conduit à $u \simeq 0,07$. L'ordre de grandeur et le signe de ce "poids" sont en accord avec les prévisions de de Pinho et Picard, dans leur étude sur les noyaux impair-impair déformés⁽¹⁹⁾.

- La transition de 344,78 keV

Elle s'effectue entre les niveaux 1^- de 407,25 keV et 3^- de 62,35 keV et peut donc être considérée comme une transition E2 pure. Les raies d'électrons étant trop faibles, cette multipolarité ne peut pas être établie par l'expérience. A partir des valeurs expérimentales du tableau 2, nous trouvons :

$$\langle \hbar c \rangle^2 \frac{B(M1 \ 407)}{B(E2 \ 345)} = 16 \cdot 10^4 \text{ keV}^2$$

Le modèle de Nilsson permet de calculer ce rapport comme étant :

$$\langle \hbar c \rangle^2 \frac{B(M1 \ 407)}{B(E2 \ 345)} = 2,89 \cdot 10^6 \left(\frac{\langle 0 | M1 | 407 \rangle}{\langle 62 | E2 | 407 \rangle} \right)^2 \text{ keV}^2$$

Nous en déduisons :

$$\left| \frac{\langle 0 | M1 | 407 \rangle}{\langle 62 | E2 | 407 \rangle} \right| \simeq 0,24$$

et d'après le résultat précédent sur la transition de 407 keV :

$$\left| \langle 62 | E2 | 407 \rangle \right| \simeq 0,38$$

Un calcul au premier ordre nous donne d'autre part l'expression suivante :

$$\langle 62 | E2 | 407 \rangle = 0,816 G_2 \left[\beta_1(1)\alpha_2(3) + \beta_3(1)\alpha_4(3) \right] \\ + G_3 \left[\beta_4(1)\alpha_6(3) + 0,577\beta_5(1)\alpha_4(3) \right]$$

Comme l'exprime la fonction d'onde écrite au début de ce paragraphe I.3.3, $\beta_5(1)$ traduit une interaction de Coriolis entre les niveaux 1^- des bandes $K = 0^-$ et $K = 1^-$ construites sur les états $p:1/2^+(411)$, $n:1/2^-(521)$. Comme nous l'avons écrit plus haut, cette interaction est proportionnelle à $a_n + (-)^{I+1} a_p$. Puisque $I = 1$ et $a_n \approx -a_p$, alors $\beta_5(1) \approx 0$. On néglige donc le terme contenant $\beta_5(1)$. Pour évaluer l'ordre de grandeur de cet élément de matrice, nous choisissons $\beta_1(1) \approx \alpha_1(3) \approx 0,9$ pour les composantes principales et $\alpha_2(3) \approx \beta_6(3) \approx \beta_3(1) \approx \pm 0,1$ pour les composantes secondaires. Alors :

$$|\langle 62 | E2 | 407 \rangle| \lesssim 0,08 ,$$

valeur éloignée de la valeur expérimentale 0,38.

Cet élément de matrice est en fait la somme de deux contributions : l'une (G_3) fait intervenir une transition $\Delta K = 2$, et l'autre (G_2) une transition avec $\Delta K = 1$. Les règles d'Alaga sont violées pour ces transitions et on peut alors se demander s'il est toujours justifié de négliger les vibrations du coeur. A cet égard, notons seulement que l'hypothèse de vibrations γ pourrait rendre $G_3(\Delta K = 2)$ dix fois plus grand⁽²⁰⁾, ce qui amènerait à un ordre de grandeur satisfaisant pour $|\langle 62 | E2 | 407 \rangle|$.

- Les transitions de 445,9 et 383,5 keV

Les résultats expérimentaux conduisent au rapport des probabilités réduites de transitions :

$$\frac{B(M1 : 446)}{B(M1 : 383)} = 0,8$$

Le calcul au premier ordre donne les expressions suivantes :

$$\begin{aligned} \langle 0 | M1 | 446 \rangle &= 0,577 G_1 [\beta_3(2)\alpha_1(2) - \beta_1(2)\alpha_2(2)] \\ \langle 62 | M1 | 446 \rangle &= -0,816 G_1 [\beta_3(2)\alpha_1(3) - \beta_1(2)\alpha_2(3)] \end{aligned}$$

Avec l'intention de comparer les ordres de grandeur des rapports théorique et expérimental des probabilités réduites, nous allons considérer que les composantes principales $\alpha_1(2)$ et $\alpha_1(3)$ ont le même signe. D'autre part, les coefficients de mélange $\alpha_2(2)$ et $\alpha_2(3)$ correspondent tous deux à la même interaction V_{np} :

$$\langle -1/2^+(411), 5/2^-(512) | V_{np} | 3/2^+(411), 1/2^-(521) \rangle$$

avec les valeurs de moment angulaire $I = 2$ et $I = 3$. L'interaction résiduelle étant indépendante de I , ces deux coefficients ont le même signe. L'ordre de grandeur des coefficients $\alpha_1(3)$ est certainement inférieur à celui des $\alpha_1(2)$ en raison de la normalisation de la fonction d'onde. Aussi le rapport des probabilités de transitions est :

$$\left(\frac{\langle 0 | M1 | 446 \rangle}{\langle 62 | M1 | 446 \rangle} \right)^2 \approx \left(\frac{0,577}{0,816} \right)^2 = 0,5$$

du même ordre de grandeur que la valeur expérimentale.

- La transition de 127,68 keV

La probabilité de transition déduite de la vie moyenne du niveau de 535,1 keV⁽²⁾ est :

$$T(M1 128)_{exp} = 1,62 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$$

que nous comparons à la valeur théorique :

$$T(M1 128)_{th} = 2,31 \cdot 10^9 (\langle 407 | M1 | 535 \rangle)^2 \text{ s}^{-1}$$

Ce qui conduit à :

$$|\langle 407 | M1 | 535 \rangle| = 0,084$$

Le calcul avec les mélanges de configurations donne au premier ordre :

$$\langle 407 | M1 | 535 \rangle = -0,707 \gamma_1(1) [G_4 \beta_1(1) + G_1 \beta_4(1)]$$

A partir des valeurs approximatives $\gamma_1(1) \simeq \beta_1(1) \simeq 0,9$ pour les composantes principales, nous remarquons que $|\beta_4(1)| = 0,12$ si $g_s = g_s(\text{libre})$ ou $0,07$ si $g_s = 0,6 g_s(\text{libre})$ dans le cas où $\beta_4(1)$ et $\beta_1(1)$ ont le même signe. Dans le cas contraire, $|\beta_4(1)| = 0,17$ (g_s libre) ou $0,15$ ($0,6 g_s$ libre).

Une faible interaction résiduelle V_{np} permet de retrouver les résultats expérimentaux.

- Les transitions E1 issues du niveau de 610,0 keV

Hansen et al.⁽¹⁾ proposent que le niveau de 610,0 keV résulte du couplage $p:7/2^-(523)$, $n:5/2^-(512)$, ce qui peut expliquer que les faibles transitions de 74,9, 163,95 et 202,8 keV s'effectuent par les composantes secondaires des états de 535,1, 445,9 et 407,25 keV. Alors les éléments de matrice de transition E1 font intervenir respectivement les coefficients $\gamma_2(1)$, $\beta_2(2)$ et $\beta_2(1)$ pour les transitions de 74,9, 163,95 et 202,8 keV. Cette configuration n'explique pas cependant la transition de 610,0 keV vers l'état fondamental qui implique que $|\Delta \Omega_p| \geq 2$.

D'après un travail expérimental récent⁽²¹⁾, l'état $p:1/2^-(541)$ s'observe à basse énergie dans les isotopes du Thulium et pourrait donner lieu à une autre composante induite par l'interaction V_{np} du premier ordre, $p:1/2^-(541)$, $n:1/2^-(521)$, dans la fonction d'onde de l'état à 610 keV. La transition de 610,0 keV s'effectuerait par le changement d'état de proton $1/2^-(541) \rightarrow 3/2^+(411)$. Précisons que l'introduction de l'état $1/2^-(541)$ ne modifie en rien les calculs précédents des probabilités de transitions M1 ou E2.

En conclusion de cette étude, remarquons que les résultats expérimentaux confirment les précédents⁽¹⁾ et les quatre nouvelles transitions mises en évidence renforcent encore le schéma de désintégration qui ne peut être interpréter, à l'heure actuelle, qu'en termes de mélange de configurations. Toutes les composantes secondaires introduites dans les fonctions d'onde ne sont pas nécessaires pour expliquer les transitions M1 ou E2, mais nous trouvons que les configurations $p:3/2^+(411)$, $n:1/2^-(521)$ et $p:3/2^+(411)$, $n:5/2^-(512)$ interviennent dans la plupart des éléments de matrice.

CHAPITRE II

ETUDE DES NIVEAUX EXCITES DE $^{155}_{65}\text{Tb}_{90}$

Devant le nombre de travaux portant sur ce nucléide (22 à 29), on peut être amené à se demander ce qui motive en fait un tel intérêt, et quelle est la raison qui nous a conduit nous aussi à apporter une contribution à sa connaissance (30,31).

Tout d'abord $^{155}_{65}\text{Tb}_{90}$ doit présenter comme les noyaux ayant un nombre de neutrons voisin de 88, un comportement particulier illustré par D.Cline (32) dans une représentation systématique des samariums ($Z = 62$) de masse paire. Elle montre un caractère vibrationnel marqué pour les isotopes dont le nombre de neutrons N est compris entre 84 et 88. Pour $N = 90$ à 92, les noyaux deviennent durs par rapport aux vibrations dites β et γ , pour ne présenter ensuite ($N > 92$) que le spectre d'excitation du rotateur rigide. De telles propriétés sont attendues dans les noyaux de masse impaire de cette région : ici la situation se complique, puisqu'aux états d'excitation vibrationnelle se mélangent les états d'excitation à une particule correspondant à la particule (trou) célibataire. Cependant en première approximation, on peut considérer que l'état de vibration d'un noyau de masse impaire résulte du couplage d'un état à une particule (l'état fondamental ou un état excité particulier) avec l'état de vibration collective du noyau pair. En particulier, l'identification des états de vibration de $^{155}_{65}\text{Tb}_{90}$ peut être facilitée par la connaissance des états de vibration collective du noyau pair $^{154}_{64}\text{Gd}_{90}$, d'ailleurs bien établis. Pourtant, seuls Harmatz et Handley dans un travail récent (28), suggèrent l'existence des états correspondants dans $^{155}_{65}\text{Tb}_{90}$.

Ce qui a également motivé notre étude est le désaccord de nos prédecesseurs sur l'identification de certains états de particule, excepté les états de Nilsson $3/2^+(411)$, $5/2^-(532)$ et $5/2^+(413)$ qui font l'unanimité, et sur la mise en évidence de bon nombre de niveaux. Nous avons ainsi repris l'étude complète des niveaux excités de $^{155}_{65}\text{Tb}_{90}$ atteints par radioactivité, avec l'espoir de préciser les états intrinsèques, qu'ils soient états de particules ou états de vibration.

II . 1 - PROCEDURE EXPERIMENTALE

II . 1 . 1 - Préparation des sources

Des cibles de 100 mg de terbium métallique sont irradiées au cyclotron à énergie variable de Grenoble par des protons de 58 MeV afin d'obtenir ^{155}Dy suivant la réaction $^{159}\text{Tb}(p,5n)^{155}\text{Dy}$. Mais par réaction $(p,3n)$ se forme également ^{157}Dy de période voisine ($T_{1/2} = 8,5$ h) à celle de ^{155}Dy ($T_{1/2} = 10$ h).

En raison de la complexité des spectres de rayonnements γ et d'électrons de conversion, il apparaît indispensable d'isoler ces deux activités par l'utilisation d'un séparateur d'isotopes. Celui du CEN-Grenoble⁽⁶⁾ permet d'obtenir des sources d'intensité et de dimension (30 x 2 mm) compatible avec l'étude du spectre des électrons de conversion par un spectromètre.

II . 1 . 2 - Spectre de rayonnements gamma

Le spectre est obtenu à l'aide d'un détecteur $\text{Ge}(\text{Li})$ de 25 cm^3 et de résolution 2,5 keV à 1 MeV. Il est représenté sur la figure 5 et montra des raies de photons γ jusqu'à près de 2 MeV. Notons que Persson et al.⁽²²⁾ avaient mesuré $Q_{\beta} = 2099 \pm 6$ keV.

II . 1 . 3 - Spectre d'électrons de conversion

Le spectromètre $\sqrt{V}/2$ de 50 cm de rayon du laboratoire⁽⁸⁾ a permis d'obtenir les spectres représentés sur les figures 6 et 7. Pour des sources de 2mm de large, la résolution est ici de 0,25 %.

Nous avons également utilisé un sélecteur magnétique⁽³³⁾ associé à un détecteur $\text{Si}(\text{Li})$ de 1,8 keV de résolution sur la raie K 227,0.

II . 1 . 4 - Mesures en coïncidence gamma-gamma

Nous avons pu, pour ces mesures en analyse biparamétrique, utiliser la mémoire du calculateur PDP 9. Les photons gamma sont détectés par deux jonctions de 5 et 30 cm^3 . Ce traitement des informations a été décrit par Barneoud⁽⁹⁾, aussi nous n'y reviendrons pas.

Quelques spectres obtenus sont représentés sur la figure 8. On peut notamment remarquer que dans le cas des mesures sur la raie de 227 keV, il apparaît dans le spectre en coïncidence une raie d'énergie voisine à 227 keV, trop intense pour être expliquée en termes de coïncidences fortuites. Les mesures sur la raie de 271 keV font apparaître une raie de 227 keV également inexplicable par des coïncidences fortuites : on peut envisager alors la présence d'une transition de 271,7 keV du niveau de 498,6 keV à celui de 226,9 keV.

II . 2 - RESULTATS EXPERIMENTAUX

Les résultats sont rassemblés dans les tableaux 4, 5 et 6.

Les intensités des transitions sont normalisées sur la raie γ de 226,9 keV, dont la multipolarité E1 est déterminée à partir du rapport expérimental LI/LII/LIII. Le facteur de normalisation entre les raies de photons et celles d'électrons est déduit du coefficient de conversion théorique α_K (E1 226,9). Les incertitudes sur les intensités sont inférieures à 20 %, sauf dans le cas de raies faibles ou complexes.

Les énergies des transitions inférieures à 271,0 keV sont évaluées à partir des raies d'électrons, tandis que celles supérieures à 271,0 keV sont tirées du spectre de rayonnements gamma, après une correction de non linéarité de la chaîne de détection⁽¹⁰⁾. Sauf dans les cas spécifiés sur les tableaux, l'incertitude sur les énergies reste inférieure à 200 eV.

Le schéma de désintégration, représenté sur la figure 9, est construit d'après ces résultats. Sur environ 150 transitions observées, 120 y trouvent place.

II . 3 - DISCUSSION DES RESULTATS

L'Hamiltonien du modèle utilisé dans le chapitre précédent (§ I.3.1) s'applique au cas de ce noyau de masse impaire en se simplifiant de la façon suivante :

Tableau 4p
Transitions de ^{135}Cs

Energie de la transition (keV)	λ_γ	Γ_c	$L_I/L_{II}/L_{III}$ exp	$L_I/L_{II}/L_{III}$ th	μ_1 exp	μ_1 th	K/L	Multipolarité	χ^2_{total}
23.05 ± 0.05		$L_I = 0.34$ $L_{II} = 0.26$ $L_{III} = 0.27$	1/0.48/0.3	$E_1 : 1/0.76/1.11$ $M_1 : 1/0.09/0.017$ $E_2 : 1/120/160$		$E_1 : 2.1$ $M_1 : 20$ $E_2 : 1400$		$M_1 + \frac{1}{5} \lambda E_2$	~ 1.5
65.45 ± 0.05	2.03	$K = 17.65$ $L_I = 1.74$ $L_{II} = 0.38$ $L_{III} = 0.19$ $M_I = 0.43$	1/0.14/0.07	$E_1 : 1/0.29/0.4$ $M_1 : 1/0.086/0.015$ $E_2 : 1/15.8/17.3$	1.43	$E_1 : 0.13$ $M_1 : 0.975$ $E_2 : 8.25$	3.34	$M_1 + (E_2)$	24
90.30 ± 0.05	1.95	$K = 3.93$ $L_I = 0.62$ $L_{II} = 0.07$ $L_{III} = 0.04$	1/0.11/0.045	$E_1 : 1/0.235/0.29$ $M_1 : 1/0.085/0.014$ $E_2 : 1/6.5/6.3$	0.38	$E_1 : 0.0525$ $M_1 : 0.37$ $E_2 : 1.9$	3.4	$M_1 + (E_2)$	7
184.5 ± 0.1	5.6	$K = 0.26$ $L_I = 0.04$			$7.15 \cdot 10^{-3}$	$E_1 : 7.2 \cdot 10^{-3}$ $M_1 : 0.048$ $E_2 : 0.078$	$K/L_I = 6.5$	E_1	6
226.95 ± 0.05	100	$K = 1.9$ $L_I = 0.31$ $L_{II} = 0.05$ $L_{III} = 0.05$	1/0.16/0.16	$E_1 : 1/0.12/0.135$ $M_1 : 1/0.075/0.012$ $E_2 : 1/1.08/0.83$	$4.1 \cdot 10^{-3}$	$E_1 : 4.1 \cdot 10^{-3}$ $M_1 : 2.8 \cdot 10^{-2}$ $E_2 : 3.4 \cdot 10^{-2}$	7.1	E_1	103.3

271.0 ± 0.1	1.66	K = 0.17 L ₁ = 0.03			n _{L1} = 0.010	E ₁ : 2.1 10 ⁻³ M ₁ : 1.55 10 ⁻² E ₂ : 7.2 10 ⁻³	5.65	M ₁ + (E ₂)	1.9
433.2	0.89	K = 0.039 L = 0.008			9. 10 ⁻³	E ₁ : 8 10 ⁻⁴ M ₁ : 4.7 10 ⁻³ E ₂ : 3.35 10 ⁻³	4.9	M ₁	0.95
484.2	1.6	K = 0.044 L = 0.006			3.75 10 ⁻³	E ₁ : 4.2 10 ⁻⁴ M ₁ : 3.7 10 ⁻³ E ₂ : 2.35 10 ⁻³	7.3	M ₁	1.65
508.5	1.43	K = 0.031 L = 3.5 10 ⁻³			3.85 10 ⁻³	E ₁ : 3.5 10 ⁻⁴ M ₁ : 3.1 10 ⁻³ E ₂ : 2.0 10 ⁻³	5.63	M ₁	1.5
549.6	1.31	K = 0.024 L = 4.3 10 ⁻³			3.44 10 ⁻³	E ₁ : 4.6 10 ⁻⁴ M ₁ : 2.5 10 ⁻³ E ₂ : 1.65 10 ⁻³	5.35	M ₁	1.35
641.1	1.7	K = 0.016 L = 0.0015			9. 10 ⁻⁴	E ₁ : 3.3 10 ⁻⁴ M ₁ : 2 10 ⁻³ E ₂ : 1.1 10 ⁻³	~ 10	E ₂ , M ₁	1.7
644.2	3.2	K = 0.04 L = 0.005			1.59 10 ⁻³	E ₁ : 3.1 10 ⁻⁴ M ₁ : 1.4 10 ⁻³ E ₂ : 9.7 10 ⁻⁴	8	M ₁	3.25
905.8	3.4	K = 0.016 L = 0.0014			4.3 10 ⁻⁴	E ₁ : 1.65 10 ⁻⁴ M ₁ : 7.5 10 ⁻⁴ E ₂ : 4.6 10 ⁻⁴	~ 10	E ₂ + (M ₁)	3.4
999.8	3.6	K = 3.7 10 ⁻³ L = 6 10 ⁻⁴			1.7 10 ⁻⁴	E ₁ : 1.35 10 ⁻⁴ M ₁ : 6 10 ⁻⁴ E ₂ : 3.6 10 ⁻⁴	6.15	E ₁	3.65
1090.0	4.06	K = 4.1 10 ⁻³ L = 4.7 10 ⁻⁴			1.16 10 ⁻⁴	E ₁ : 1.15 10 ⁻⁴ E ₁ : 4.6 10 ⁻⁴ E ₂ : 3 10 ⁻⁴	8.7	E ₁	4.1

Tableau 5

Transitions de ^{155}Tb

E	$L_{\alpha K}$	I_{γ}	σ_K	σ_{ch}			Multipo- larité	I_{total}
				E_1	N_1	E_2		
65.4 ± 0.03	17.6	2.03	8.8	0.78	6.5	2.73	$M_1 + (E_2)$	24
67.0 ± 0.05	0.195							< 0.35
90.35 ± 0.05	3.93	1.95	2.02	0.335	2.55	1.48	$M_1 + (E_2)$	7
115.3	0.17	0.09	1.85	0.17	1.3	0.8		0.27
118.4	0.17							> 0.17
153.5	0.023	0.13	0.153	0.078	0.54	0.315		0.17
155.7 ± 0.1	0.082	0.42	0.195	0.078	0.54	0.315	E_2	~ 0.5
161.5 ± 0.1	0.15	1.8	0.083	0.072	0.49	0.300	E_1	2
184.5 ± 0.1	0.26	5.6	0.047	0.049	0.33	0.200	E_1	6
205.5	0.127	0.54	0.24	0.036	0.24	0.14	M_1	0.7
226.95 ± 0.05	2.9	100	0.029	0.029	0.19	0.11	E_1	103.5
245.4 ± 0.3		0.018						0.03
248.6	$3.3 \cdot 10^{-3}$	0.14	0.023	0.024	0.155	0.085	E_1	0.15
269.4	0.03							
271.0 ± 0.1	0.17	1.66	0.105	0.0185	0.12	0.064	$M_1 + (E_2)$	1.9
294.7 ± 0.3		0.1						0.1
301.4 ± 0.3		0.02						0.02
311.1	$5 \cdot 10^{-3}$	0.06	0.081	0.012	0.082	0.0485	M_1	~ 0.07
317.9	0.022	0.27	0.081	0.0125	0.073	0.042	M_1	0.3
326.1	0.01	0.19	0.032	0.0115	0.072	0.035	$E_2 + M_1$	0.2
334.8	$4.5 \cdot 10^{-3}$	0.16	0.029	0.0105	0.065	0.034	E_2	0.17
352.6		0.08						0.08
357.0		0.05						0.05
377.7		0.02						0.02
379.3		0.06						0.06
382.7		0.25						0.25
394.4 ± 0.3		0.05						0.05
403.8	0.0114	0.24	0.048	0.0068	0.04	0.021	M_1	0.25

420.7	$3.4 \cdot 10^{-3}$	0.04	0.077	0.0062	0.026	0.0185	M_1	0.05
424.5		0.09						0.1
433.25	0.0393	0.89	0.044	0.0056	0.032	0.017	M_1	0.95
432.2	$4.5 \cdot 10^{-3}$	0.24	0.019	0.0053	0.029	0.015	$E_2 + (M_1)$	0.25
438.5	$5.4 \cdot 10^{-3}$	0.18	0.029				M_1	0.19
453.0	$1.2 \cdot 10^{-3}$	0.1	0.0121	0.0049	0.027	0.0145	E_2	0.1
457.6		0.06						0.06
484.15	0.044	1.6	0.0275	0.0045	0.0245	0.0135	M_1	1.65
488.6	0.0427	2.14	0.029				M_1	2.20
508.5	0.0314	1.43	0.022	0.004	0.022	$1.15 \cdot 10^{-2}$	M_1	1.5
517.6	$2.26 \cdot 10^{-3}$	0.11	0.021	$3.8 \cdot 10^{-3}$	0.021	$1.1 \cdot 10^{-2}$	M_1	0.11
549.6	0.024	1.31	0.0183	$3.4 \cdot 10^{-3}$	$1.85 \cdot 10^{-2}$	$9.3 \cdot 10^{-3}$	M_1	1.35
570.4	$3.4 \cdot 10^{-3}$	0.27	0.0124	$3.1 \cdot 10^{-3}$	$1.65 \cdot 10^{-2}$	$8.5 \cdot 10^{-3}$	$M_1 + (E_2)$	0.28
586.2		0.27		$3. \cdot 10^{-3}$	$1.6 \cdot 10^{-2}$	$8. \cdot 10^{-3}$		0.27
588.3	$5.7 \cdot 10^{-3}$	0.11						0.11
609.7	$2 \cdot 10^{-3}$	0.12	0.0167	$2.7 \cdot 10^{-3}$	$1.4 \cdot 10^{-2}$	$7.3 \cdot 10^{-3}$	M_1	0.12
618.8	$2.3 \cdot 10^{-3}$	0.14	0.018	$2.6 \cdot 10^{-3}$	$1.35 \cdot 10^{-2}$	$7 \cdot 10^{-3}$	M_1	0.14
641.1	0.0158	1.7	$9.5 \cdot 10^{-3}$	$2.45 \cdot 10^{-3}$	$1.25 \cdot 10^{-2}$	$6.5 \cdot 10^{-3}$	$E_2 + (M_1)$	1.7
653.7 \pm 0.3	$2.2 \cdot 10^{-3}$	0.19	0.0113	$2.4 \cdot 10^{-3}$	$1.2 \cdot 10^{-2}$	$6.25 \cdot 10^{-3}$	M_1	0.2
656.4 \pm 0.3	$1.4 \cdot 10^{-3}$	0.26	$5.4 \cdot 10^{-3}$					0.27
659.8 \pm 0.3		0.09						0.1
664.20	0.04	3.2	$1.25 \cdot 10^{-2}$	$2.25 \cdot 10^{-3}$	$1.15 \cdot 10^{-2}$	$6 \cdot 10^{-3}$	M_1	3.25
678.5	$3 \cdot 10^{-3}$	0.27	$1.12 \cdot 10^{-2}$	$2.18 \cdot 10^{-3}$	$1.1 \cdot 10^{-2}$	$5.7 \cdot 10^{-3}$	M_1	0.27
695.1	$2.2 \cdot 10^{-3}$	0.29	$7.95 \cdot 10^{-3}$	$2.1 \cdot 10^{-3}$	$1.03 \cdot 10^{-2}$	$5.4 \cdot 10^{-3}$	$M_1 + E_2$	0.3
721.2 \pm 0.3	$2.2 \cdot 10^{-3}$	0.33	$4.8 \cdot 10^{-3}$	$1.9 \cdot 10^{-3}$	$9.4 \cdot 10^{-3}$	$4.9 \cdot 10^{-3}$	$M_1 + E_2$	0.33
724.1 \pm 0.3	$2 \cdot 10^{-3}$	0.30	$6.6 \cdot 10^{-3}$	"	"	"	$M_1 + E_2$	0.30
726.1 \pm 0.3	$2.2 \cdot 10^{-3}$	0.20	$1.1 \cdot 10^{-2}$	"	"	"	M_1	0.20
744 \pm 1	$8 \cdot 10^{-3}$	0.37	$1.4 \cdot 10^{-2}$	$1.8 \cdot 10^{-3}$	$8.7 \cdot 10^{-3}$	$4.6 \cdot 10^{-3}$	M_1	0.37
748.5 \pm 0.5		0.08						< 0.09
750.7 \pm 0.5		0.08						< 0.09
756.8 \pm 0.5	$1.2 \cdot 10^{-3}$	0.04	2	$1.73 \cdot 10^{-3}$	$8.35 \cdot 10^{-3}$	$4.4 \cdot 10^{-3}$	M_1	0.04
760.3	$3 \cdot 10^{-3}$	0.20	$1.5 \cdot 10^{-2}$	$1.73 \cdot 10^{-3}$	$8.35 \cdot 10^{-3}$	$4.4 \cdot 10^{-3}$	M_1	0.21
773.6	$3 \cdot 10^{-4}$	0.16	$1.84 \cdot 10^{-3}$	$1.65 \cdot 10^{-3}$	$7.8 \cdot 10^{-3}$	$4.2 \cdot 10^{-3}$	$M_1 + E_2$	0.16
781.9 \pm 0.5	$4.3 \cdot 10^{-4}$	0.08	$\sim 8 \cdot 10^{-3}$	$1.62 \cdot 10^{-3}$	$7.7 \cdot 10^{-3}$	$4.1 \cdot 10^{-3}$	$M_1 + E_2$	0.08
784.0 \pm 0.5	$4.5 \cdot 10^{-4}$	0.13	$3.58 \cdot 10^{-3}$	"	"	"	E_2	0.13
796.1	$\sim 10^{-3}$	0.13	$8.2 \cdot 10^{-3}$	$1.57 \cdot 10^{-3}$	$7.5 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-3}$	M_1	0.14
807.4 \pm 0.3		0.11						0.11
809.4 \pm 0.3	$3 \cdot 10^{-3}$	0.10		$1.55 \cdot 10^{-3}$	$7.3 \cdot 10^{-3}$	$3.8 \cdot 10^{-3}$	M_1	0.10
812.0	$5 \cdot 10^{-4}$	0.50		"	"	"		0.50
835.7	$3 \cdot 10^{-3}$	0.16	$3.24 \cdot 10^{-3}$	$1.48 \cdot 10^{-3}$	$6.8 \cdot 10^{-3}$	$3.7 \cdot 10^{-3}$	M_1	0.16
835.3	$3 \cdot 10^{-3}$	0.34	$9 \cdot 10^{-3}$	$1.45 \cdot 10^{-3}$	$6.7 \cdot 10^{-3}$	$3.6 \cdot 10^{-3}$	M_1	0.35
841.45	$7 \cdot 10^{-4}$	0.37	$\sim 2.0 \cdot 10^{-3}$	$1.4 \cdot 10^{-3}$	$6.5 \cdot 10^{-3}$	$3.5 \cdot 10^{-3}$		0.37
848.6	10^{-3}	0.26	$3.82 \cdot 10^{-3}$	$1.4 \cdot 10^{-3}$	$6.4 \cdot 10^{-3}$	$3.5 \cdot 10^{-3}$	E_2	0.26

Tableau 6

Résultats des mesures de coïncidences

Fenêtre	Transitions en coïncidences
65	161 - 184 - 205 - 433 - 484 - 905 - 999 - 1090
184	641 - 832 - 905 - (1615)
227	227 - 271 - 318 - 511 - (641) - 644 - (720) - 812 - 835 - 841 - 905 - 928 - 1437
271	227 - 1367 - 1394 - 1479
484	1090 - 1115
498	1164 - 1250
641	65 - 184 - 227
644	227 - 404 - (724 - 726 ?)
812	184
905	65 - 184 - 227
928	227
999	65 - 90 - 155
1090	65 - 155 - (227) - 484 - 549
1115	484 - 549
1164	(227) - 433 - 498
1250	498
1367	205 - (227) - 271
1386 - 1388	184 - 205 - 227 - 271
1615	(184) - 227
1627 - 1629	227

- $H_n = 0$, $H_{pp} = 0$, $V_{np} = 0$
- H_R se résoud à $\frac{\hbar^2}{2I_3} [I^2 - 2I_3^2 + j_p^2]$
- H_{RPC} devient $-\frac{\hbar^2}{2I_0} [I^+ j_p^- + I^- j_p^+]$

On choisit de même comme vecteurs de base les fonctions propres Ψ_{MK}^I de $H_p + H_R$. Les valeurs propres sont alors :

$$E_K^I = \mathcal{E}_K + \frac{\hbar^2}{2I_3} [I(I+1) - K^2]$$

où \mathcal{E}_K inclut la valeur propre de H_p et celle de j_p^2 . H_{RPC} n'est pas diagonal dans cette base, sauf si $K = \frac{1}{2}$:

$$\langle \Psi_{M\frac{1}{2}}^I | H_{RPC} | \Psi_{M\frac{1}{2}}^I \rangle = \frac{\hbar^2}{2I_0} (-)^I + \frac{1}{2}(I + \frac{1}{2}) a$$

avec le "paramètre de découplage" :

$$a = - \langle \chi_{1/2} | \delta^+ | \chi_{-1/2} \rangle$$

Si on néglige les termes non diagonaux de H_{RPC} , les énergies des niveaux sont alors données par la relation

$$E_K^I = \mathcal{E}_K + \frac{\hbar^2}{2I_3} [I(I+1) - K^2 + (-)^I + \frac{1}{2}(I + \frac{1}{2}) a \delta_{K\frac{1}{2}}]$$

qui traduit la loi en $I(I+1)$ de l'hypothèse adiabatique.

Les discussions à caractère quantitatif qui suivent, portent sur les interactions de Coriolis, aussi nous ne faisons pas ici d'hypothèse sur la forme de \mathcal{E}_K . Ce paramètre peut notamment représenter l'énergie de quasi-particule indépendante.

II . 3 . 1 - Bande $3/2^+(411)$

La configuration de Nilsson attendue pour l'état fondamental des terbiens ($Z = 65$) est l'état $3/2^+(411)$. La bande de rotation établie depuis près de 10 ans jusqu'à $I = 7/2^{(22)}$ a été récemment développée jusqu'à $I = 23/2^{(29)}$ en révélant une nature fortement perturbée par rapport à la loi $I(I+1)$. Nul doute que des couplages de Coriolis intenses en sont responsables. Rappelons à ce sujet

que l'interaction de Coriolis n'a lieu - autant qu'on se limite au premier ordre - qu'entre états de même spin, pour lesquels K est différent de une unité. Une représentation de l'interaction de Coriolis comme une perturbation montre bien qu'elle est d'autant plus intense que :

(i) les états interagissant sont plus proches, et que

(ii) l'élément de matrice $\langle \chi_{\Omega} | j^+ | \chi_{\Omega'} \rangle$ avec $\Omega' = \Omega \mp 1$

est plus grand, situation qui se produit lorsque les états χ_{Ω} et $\chi_{\Omega'}$ sont issus d'une même couche sphérique et en particulier lorsque j de la couche est élevé⁽³⁴⁾.

Dans ¹⁵⁵Tb les états devant se coupler par interaction de Coriolis à l'état $3/2^+(411)$ sont $5/2^+(413)$ et $1/2^+(411)$, car ils satisfont au critère (i). En effet l'état trou $5/2^+(413)$ est identifié à 271,0 keV et nous donnons plus loin une interprétation de l'état de particule $1/2^+(411)$ à 517,6 keV. Les seuls états susceptibles de satisfaire au critère (ii) sont $1/2^+(420)$ et $5/2^+(402)$ puisqu'ils sont issus de la même couche sphérique $d_{5/2}$, mais là, j n'est pas très élevé et la différence d'énergie avec $3/2^+(411)$ est grande pour une déformation voisine de 0,2. Ces états pourraient être identifiés parmi les niveaux de parité positive à haute énergie mis en évidence dans cette étude, mais l'information expérimentale manque de poids en raison notamment de l'ignorance des excitations rotationnelles bâties sur ces niveaux.

Les couplages avec les états $5/2^+(413)$ et $1/2^+(411)$ sont discutés dans les paragraphes II.3.2 et II.3.3.

II. 3. 2 - Bande $5/2^+(413)$

Le niveau de 271,0 keV dont les spins possibles et la parité sont $3/2^+$, $5/2^+$, $7/2^+$, s'interprète comme l'état $5/2^+(413)$ qui apparaît dans les terbiums de masse impaire à une énergie voisine de 300 keV.

Le niveau de 334,8 keV établi dans notre étude ($I = 1/2^+$ à $7/2^+$) a été proposé par Winter et al.⁽²⁹⁾ comme le premier état de rotation : on remarque une différence d'énergie $334,8 - 271,0 = 63,8$ keV qui conduit à un paramètre d'inertie $\frac{h^2}{2I}$ égal à 9,1 keV (environ 13 keV pour la bande $3/2^+(411)$).

Dans leur étude par réaction (α, xn, γ), ces auteurs mettent également en évidence les niveaux de spins plus élevés jusqu'à $I = 13/2$, mais là, les écarts d'énergie entre niveaux correspondent à une bande peu perturbée, dont le paramètre d'inertie serait voisin de celui de la bande fondamentale. Pour expliquer la perturbation localisée sur l'état $7/2$, ces auteurs invoquent alors la présence à une énergie voisine de 500 keV de l'état $7/2^+(404)$ qui satisfait à la fois aux deux critères de couplage (i) et (ii) avancés dans le paragraphe III.2.1. Aucun niveau à une énergie d'environ 500 keV ne peut dans notre étude s'interpréter fermement comme $7/2^+$, aussi avons nous voulu vérifier leurs affirmations par un calcul de couplage de Coriolis à trois bandes $3/2^+(411)$, $5/2^+(413)$, $7/2^+(404)$. Ce calcul⁽⁴⁾ utilise l'hamiltonien du modèle décrit plus haut, que l'on diagonalise dans la base tronquée de ces trois états. On recherche alors le meilleur ajustement avec les énergies expérimentales. Les résultats obtenus montrent que la description du niveau de 334,8 keV reste très médiocre (il s'en faut de 10 keV) autant que l'on puisse l'identifier à l'état de rotation $7/2^+$, le problème reste entier.

II . 3 . 3 - Bandes $1/2^+$

L'état $1/2^+(411)$ est l'état fondamental des thuliums ($Z = 69$) de masse impaire, et apparaît entre 200 et 400 keV dans les isotopes de l'holmium ($Z = 67$) : il doit donc se trouver à une énergie relativement basse dans les terbiums ($Z = 65$). Nous en proposons une interprétation à 517,6 keV, les excitations rotationnelles $3/2^+$ et $5/2^+$ s'établissant à 498,6 et 651,7 keV. Le paramètre d'inertie est alors $A_1 = \frac{\hbar^2}{2\mathcal{I}_0} = 12,1$ keV et le paramètre de découplage (Cf début § II.3) est $a_1 = -1,51$. Comme nous le verrons plus loin, cette forte valeur a_1 traduit le caractère purement individuel (excitation d'une particule) de cet état.

Le couplage de Coriolis prévu avec l'état $3/2^+(411)$ (Cf § II.3.1) se traduit ici par la forte intensité de la transition de 498,6 keV entre le niveau $I = 3/2$, $K = 1/2$ et le niveau fondamental $I = 3/2$, $K = 3/2$.

Une des propriétés attendues de ^{155}Tb - nous l'indiquons dans l'introduction de ce chapitre - est de posséder des états vibrationnels s'interprétant en première approximation comme la résultante du couplage d'un état à une particule K_0 , et d'un état de vibration de coeur pair qui peut se caractériser

par deux nombres quantiques : λ , ordre multipolaire de la vibration $\left[(-1)^\lambda \right]$ est alors la parité de l'état du coeur } et ν , projection du moment angulaire de vibration sur l'axe de symétrie du coeur (axe 3). L'état nucléaire résultant du couplage admet alors comme projections de moment angulaire sur cet axe les valeurs $\pm |K_0 \pm \nu|$. Expérimentalement, les niveaux $\pm |K_0 - \nu|$ apparaissent à une énergie plus basse que les niveaux $\pm |K_0 + \nu|$, ce qui peut s'expliquer par le fait que la valeur de la projection du moment angulaire étant plus faible pour $\pm |K_0 - \nu|$, ces états sont soumis à plus de couplages que l'état $\pm |K_0 + \nu|$ et voient par conséquent leur énergie s'abaisser.

L'état dit de vibration γ ($\lambda = 2, \nu = 2$) apparaît dans le coeur pair ^{154}Gd à 994 keV, et il est raisonnable d'attendre l'état $|K_0 - 2|$, où K_0 est ici relatif à l'état fondamental, à une énergie inférieure dans ^{155}Tb : nous proposons cet état $1/2^+ [-3/2^+(411) + Q_{22}]$ (Q_{22} traduit le phonon γ , les indices étant relatifs à $\lambda = 2$ et $\nu = 2$) à 508,5 keV, les excitations rotationnelles s'établissant à 549,6 keV ($3/2^+$) et 618,8 keV ($5/2^+$). Dans ces conditions, le paramètre de découplage $a_2 \approx 0$. Ce dernier résultat est caractéristique d'une bande $1/2^+$ de pur caractère vibrationnel.

Il semble pourtant que cet état d'excitation ne soit pas purement vibrationnel, à preuve l'intensité particulière de la transition de 549,6 keV ($3/2 \ 1/2 \rightarrow 3/2 \ 3/2$) qui pourrait traduire un couplage de Coriolis avec la bande fondamentale $3/2^+(411)$. Cela signifierait la présence d'une composante de l'état $1/2^+(411)$ (le plus probable à cette énergie) dans la fonction d'onde $\psi_{\frac{1}{2}}$ de l'état considéré. Une telle implication est vérifiée par le calcul de couplage de Coriolis des trois bandes proposées $3/2^+(411)$, $1/2^+(411)$, $1/2^+$, calcul décrit dans le paragraphe II.3.2. Sont utilisées les seules énergies proposées dans cette étude, et le calcul conduit aux résultats suivants :

- le paramètre d'inertie pour les trois bandes est de 13,25 keV
- les énergies des niveaux de la bande $3/2^+(411)$ sont obtenues à moins de 0,1 keV près
- pour la bande $1/2^+(411)$, on trouve les niveaux $1/2^+$ à 515,9 keV (517,6 expérimentalement), $3/2^+$ à 498,7 keV (498,6) et $5/2^+$ à 652,0 keV (651,7). Le paramètre de découplage est alors $a_1 = -1,21$, valeur qui laisse supposer une déformation $E \lesssim 0,15$, comme le montre un calcul de l'élément de matrice $\langle 1/2^+(411) | J^+ | -1/2^+(411) \rangle$ dans le modèle de Nilsson-Lamm (36)

- pour la bande $1/2^+$, on obtient les niveaux $1/2^+$ à 505,8 keV (508,5), $3/2^+$ à 549,7 keV (549,6) et $5/2^+$ à 619,1 keV (618,8). Le paramètre de découplage est dans ce cas $a_2 = -0,135$. Cette valeur différente de zéro traduit la présence attendue d'une composante individuelle dans la fonction d'onde de l'état $1/2^+$.

En plus des considérations d'énergie et de couplage de Coriolis pour attribuer l'étiquette $1/2^+(411)$ à cette composante, il est à noter l'argument de couplage "particule-vibration" entre cet état et l'état $3/2^+(411)$. Il est en effet bien établi que le mélange entre une excitation vibrationnelle (K_0, Q_λ) et un état de particule K est d'autant plus important que l'élément de matrice multipolaire entre les états K et K_0 est grand ^(34,35). Dans le cas particulier des vibrations γ , si l'élément de matrice E2 entre les états K et K_0 est grand, alors on doit s'attendre à un mélange important entre l'état ($K_0, Q_2 \pm 2$) et . Cette situation peut se produire si les états K et K_0 sont liés par les règles de sélection sur les nombres quantiques asymptotiques :

$$\Delta N = \Delta n_z = 0 \quad , \quad \Delta \Lambda = \Delta K = \pm 2$$

Mais ces règles suffisantes sont loin d'être nécessaires, principalement parce qu'elles ne s'appliquent strictement que dans le cas d'une déformation infinie. En raison de la dégénérescence en $\pm K$ et de la symétrisation qui s'en suit pour les fonctions d'onde (cf § I.3.1), ces règles peuvent également s'appliquer si $K_0 = 3/2$ et $K = 1/2$. En particulier l'élément $\langle 3/2^+(411) | E2 | -1/2^+(411) \rangle$ est près de neuf fois plus grand ⁽³⁶⁾ que l'élément $\langle 3/2^+(411) | E2 | 1/2^+(411) \rangle$.

Un autre paramètre tiré du calcul de couplage de Coriolis est l'élément de matrice de l'opérateur j^+ entre les états que nous qualifions $|1/2^+(411)\rangle$ et $|1/2^+\rangle$. Pour tirer quelques renseignements sur l'importance du mélange dans l'état $|1/2^+\rangle$, nous comparons ce paramètre aux paramètres de découplage a_1 et a_2 des deux bandes. Pour ce faire, nous écrivons les fonctions d'onde des deux états $1/2^+$ sous la même forme, les coefficients de mélange α et β fixant la nature individuelle ou vibrationnelle de l'état:

$$|\varphi_{\frac{1}{2}}^+\rangle = \alpha_i |1/2^+(411)\rangle + \beta_i | -3/2^+(411) + Q_{22} \rangle$$

avec $i = 1$ ou 2 suivant l'état considéré.

Le paramètre de découplage a_1 s'écrit :

$$a_1 = - \langle \varphi_{\frac{1}{2}}^1 | j^+ | \varphi_{-\frac{1}{2}}^1 \rangle = - \alpha_1^2 \langle 1/2^+(411) | j^+ | -1/2^+(411) \rangle$$

Les autres termes étant nuls.

On écrit également le paramètre donné par le calcul :

$$b = - \langle \varphi_{\frac{1}{2}}^2 | j^+ | \varphi_{-\frac{1}{2}}^1 \rangle = - \alpha_1 \alpha_2 \langle 1/2^+(411) | j^+ | -1/2^+(411) \rangle$$

En posant $a_{ind} = - \langle 1/2^+(411) | j^+ | -1/2^+(411) \rangle$, il vient :

$$a_1 = \alpha_1^2 a_{ind} \cong - 1,21$$

$$a_2 = \alpha_2^2 a_{ind} \cong - 0,135$$

$$b = \alpha_1 \alpha_2 a_{ind} \cong - 0,28$$

On constate que les résultats obtenus sont incompatibles.

Ce désaccord peut s'expliquer ainsi : comme le notent Bunker et Reich⁽⁶⁵⁾ les excitations vibrationnelles dans les noyaux déformés de masse impaire sont la plupart du temps, réparties sur plusieurs états intrinsèques. C'est à dire que dans notre cas la partie collective de l'état $1/2^+$ pourrait également contenir une composante $5/2^+(413) + Q_2, -2$. Cette hypothèse est renforcée par la présence de la composante individuelle $1/2^+(411)$: en effet les états $1/2^+(411)$ et $5/2^+(413)$ sont fortement couplés par l'opérateur $r^2 Y_{2\mu}$, l'élément de matrice $\langle 5/2^+(413) | E_2 | 1/2^+(411) \rangle$ étant du même ordre de grandeur que l'élément $\langle 3/2^+(411) | E_2 | -1/2^+(411) \rangle$. Il intervient alors des termes supplémentaires dans a_1 , a_2 et b qui peuvent expliquer les différences observées dans les valeurs expérimentales. L'information quantitative sur les coefficients de mélange pourrait s'obtenir alors en effectuant un calcul de couplage de Coriolis à quatre bandes incluant la bande $5/2^+(413)$, autant que l'on puisse considérer cette dernière comme bien établie expérimentalement (Cf § II.3.2).

II . 3 . 4 - Bande $(3/2^+(411) + Q_{20})$

Dans le coeur pair ¹⁵⁴Gd, on observe une bande de rotation bâtie sur un état 0^+ à 680 keV (bande dite de vibration β , $\lambda = 2$ et $\nu = 0$) et l'on doit s'attendre à trouver dans ¹⁵⁵Tb une excitation vibrationnelle correspondante

(résultante du couplage de l'état de phonon Q_{20} avec l'état fondamental) à une énergie voisine de 700 keV.

Les niveaux à 743,9 et 760,4 keV se désexcitent tous deux vers l'état fondamental par des transitions présentant un coefficient de conversion α_K trop élevé pour traduire une nature M1. Ces transitions pourraient alors contenir une certaine composante de nature E0, exprimant le caractère vibrationnel β des états qu'elles désexcitent.

Nous optons pour l'identification à 743,9 keV de l'état $3/2^+$ ($3/2^+(411) + Q_{20}$) en raison de la mise en évidence à 809,9 keV d'un niveau $5/2^-$ ou $7/2^+$ qui serait l'excitation rotationnelle $5/2^+$. On remarque en effet que l'écart d'énergie $5/2^- - 3/2^+$ est de 66,0 keV contre 65,4 keV pour la bande fondamentale.

Le niveau à 760,4 keV resterait alors inexpiqué.

II . 3 . 5 - Bandes $5/2^-(532)$, $7/2^-(523)$ et $3/2^-(541)$

Ces trois états sont issus de la même couche sphérique $h_{11/2}$ et sont donc attendus pour être fortement couplés par interaction de Coriolis (critère 11, § II.3.1).

L'état $5/2^-(532)$ est bien établi à 226,9 keV⁽²²⁻²⁹⁾. Le premier état de rotation $7/2^-$ a été très récemment mis en évidence à 249,9 keV par Winter et al.⁽²⁹⁾ qui développent toute la bande de rotation par réaction (α, xn, γ) , montrant par là - s'il est encore besoin de le faire - la puissance du procédé. En effet la faible différence d'énergie (23 keV) entre ces deux niveaux, rend très hasardeuse l'identification du premier état de rotation à 249,9 keV, dans la mesure où le reste de la bande de rotation demeure inconnu, la perturbation par rapport à la loi en $I(I+1)$ n'étant pas alors déterminée expérimentalement. C'est à ce problème que se sont heurtés certains auteurs⁽²⁸⁾ en proposant pour le niveau à 249,9 keV une autre interprétation.

Dans notre étude, apparaît à 544,7 keV un niveau de parité négative ($I^\pi = 3/2^-, 5/2^-, 7/2^-$) que nous interprétons, en accord avec Winter et al.⁽²⁹⁾

comme l'état $7/2^-$ (523). Il semble en effet que cet état apparaisse à une énergie voisine de 500 keV dans les terbiiums voisins de masse impaire (417 keV dans ^{161}Tb et 571 keV dans ^{157}Tb).

Fortes de la connaissance de ces deux états, nous avons pu mettre en évidence le troisième qui leur est couplé par interaction de Coriolis, l'état $3/2^-$ (541). Le niveau de 891,1 keV est relié par deux transitions intenses de 664,2 et 641,1 keV aux niveaux de 226,9 et 249,9 keV, relatifs à l'état $5/2^-$ (532). Nos résultats sont ici en accord avec ceux de Harmatz et Handley⁽²⁸⁾. De fortes présomptions portent donc sur l'identification à 891,1 keV de l'état $3/2^-$ (541). Elles sont confirmées ici par un calcul de couplage de Coriolis entre les trois bandes interagissantes, qui établit le niveau trouvé à 1033,9 keV comme l'excitation rotationnelle $5/2^-$ bâtie sur l'état $3/2^-$ (541). Pour le calcul sont utilisés, outre les niveaux proposés ici, ceux obtenus par réaction (α, xn, γ) ⁽²⁸⁾, soient au total huit données pour six paramètres. Les résultats sont les suivants

- le paramètre d'inertie pour les trois bandes est $A = 16,0$ keV.
- pour la bande $5/2^-$ (532) les énergies sont 226,8 keV (226,9 expérimentalement et 256,9 keV (249,9).
- pour la bande $7/2^-$ (523), les niveaux calculés sont 543,9 keV (544,7) et 688,4 keV (689,8).
- Pour la bande $3/2^-$ (541), les énergies sont 891,1 keV (891,1) et 1033,8 keV (1033,9).

II . 3 . 6 - Les niveaux $5/2^-$ de haute énergie

Quatre niveaux dont le spin et la parité sont définis de façon unique ($5/2^-$) sont établis à 1155,4, 1492,6, 1638,9 et 1664,9 keV. Leur nature apparaît des plus complexes, surtout celle du niveau de 1664,9 keV qui se désexcite vers l'ensemble des états du schéma.

Les niveaux de 1155,4 et 1492,6 keV alimentent principalement la bande de l'état fondamental, aussi peut on supposer qu'ils contiennent une forte composante d'un état de vibration octupolaire $\lambda = 3, \nu = 1$ couplé à l'état de particule $3/2^+$ (411). Une telle excitation aurait été mise en évidence à 1509 keV dans ^{154}Gd ^(38bis).

La désexcitation la plus importante du niveau de 1638,9 keV se fait vers l'état $5/2^+(413)$ par la transition E1 de 1367,8 keV, aussi le niveau pourrait-il s'interpréter comme résultant du couplage de l'état $5/2^+(413)$ avec le phonon octupolaire Q_{30} . Cette excitation vibrationnelle $\lambda = 3$, $\nu = 0$ serait d'ailleurs bien établie à 1241 keV dans ^{154}Gd .

Le manque de résultats expérimentaux sur les états de rotation bâtis sur ces niveaux $5/2^-$ ne permet pas pour le moment de donner plus d'informations sur leur structure.

II . 3 . 7 - Essai d'interprétation de quelques niveaux

En se basant uniquement sur des considérations d'intensités de désexcitation, on pourrait attribuer aux niveaux à 1062,3 ($3/2$ ou $5/2^-$) et 1208,7 keV (parité négative) une nature $5/2^-(532) + Q_{20}$.

L'état à 1656,7 keV ($1/2$ à $7/2^+$) paraît couplé à l'état $5/2^+(413)$ en raison de la transition de 1386,2 keV, la plus intense de celles qui le désexcitent, aussi pourrait-il s'interpréter comme l'état $7/2^+(404)$ (couplage de Coriolis) ou bien $5/2^+$ résultant de ($5/2^+(413) + Q_{20}$). Là encore de nouvelles informations expérimentales sur les niveaux de rotation seraient les bienvenues.

Enfin à 1750 keV ($3/2$ ou $5/2^-$) l'état se désexcite principalement vers les niveaux de la bande $1/2^+(411)$ proposée au paragraphe II.3.3. En raison de la parité négative, cet état pourrait résulter du couplage de la particule $1/2^+(411)$ avec le phonon octupolaire Q_{31} ou Q_{32} suivant le spin attribué.

En conclusion de cette deuxième étude, notons que si des précisions expérimentales ont été apportées à la connaissance de ^{155}Tb , de nombreux niveaux excités restent inexpliqués. L'interprétation des états $1/2^+(411)$, $1/2^+\gamma$, $3/2^+\beta$, $3/2^-(541)$ demanderait une confirmation expérimentale mettant en oeuvre d'autres techniques : réactions (α, xn, γ) , (p, xn, γ) pour atteindre des excitations rotationnelles nouvelles, et même des réactions de transfert d'un nucléon comme $(^3\text{He}, d)$ pour préciser les états de particules, et mesurer les amplitudes des composantes individuelles et collectives de certains états inexpliqués.

En raison du caractère qualitatif de la discussion des résultats - hormis celle qui a porté sur l'interaction de Coriolis, - nous n'avons pas introduit le concept d'excitation de quasi-particule ni même la description microscopique du phonon vibrationnel sur lesquels sont basés tous les calculs théoriques actuels^(20,37) : dans ce schéma théorique, l'excitation de vibration d'un noyau de masse impaire est représentée comme une excitation à trois quasi-particules, l'une des trois étant l'état de base de la vibration. Un récent raffinement apporté par Soloviev⁽³⁸⁾ est d'utiliser un potentiel de Saxon-Woods plutôt que de Nilsson pour décrire le mouvement individuel des particules, ce qui conduit en outre à prévoir en particulier dans ^{155}Tb , à 610 keV un état $1/2^+$ contenant 60 % de composante individuelle $1/2^+(411)$, 20 % de composante vibrationnelle ($-3/2^+(411) + Q_{22}$) et 8 % de composante vibrationnelle ($5/2^+(413) + Q_2 - 2$).

CHAPITRE III

AMELIORATION DU SYSTEME D'EXTRACTION DES IONS ET DE L'AIMANT D'ANALYSE DU SEPARATEUR D'ISOTOPES

Les premiers essais du séparateur électromagnétique d'isotopes livré à l'ISN par la Société Gamma Industrie ont révélé divers défauts portant sur l'admittance du faisceau ionique à l'entrée de l'aimant d'analyse, ainsi que sur les qualités optiques de cet aimant. La mise au point nécessaire qui en a résulté est l'oeuvre de tout l'équipe du séparateur qui a pu bénéficier de la présence occasionnelle de J.Gsmplan et R.Meunier du Centre de Spectrométrie de Maase d'Orsay.

Donnons succinctement les caractéristiques de ce séparateur :

- Analyse magnétique par secteur de 60° .
- Champ magnétique inhomogène d'indice au premier ordre égal à 0,3.
- Arrangement non symétrique : distances source d'ions-analyseur égale à 0,90m et analyseur-collecteur égale à 2 m.
- Divergence maximale admissible du faisceau dans le plan objet (x,y) (Ox suivant la direction de propagation) égale à 0,1 rad.
- Faisceau approximativement parallèle dans le plan objet (x,z).
- Source d'ions du type Bernas à fente d'émission axée suivant Oz, de longueur égale à 30 mm et de largeur moyenne égale à 1 mm.
- Dispersion (suivant Oy) égale à 10 mm à la masse 100.

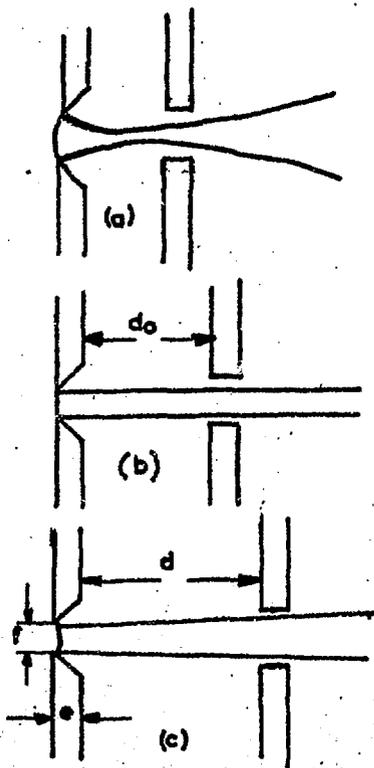
III . 1 - SYSTEME D'EXTRACTION DES IONS

L'étude exhaustive de F.Chavet - Choueka⁽³⁹⁾ portant sur un système d'extraction semblable au nôtre et sur les caractéristiques du faisceau obtenu, nous a été particulièrement utile pour résoudre les problèmes posés. Rappelons rapidement les conclusions de cette étude .

La forme du plasma au niveau de la fente d'émission conditionne la convergence ou la divergence du faisceau dans le plan (x,y). Ainsi pour une distance fente d'émission-plaque d'accélération petite (s), le plasma présente

un ménisque concave : le faisceau est convergent, puis divergent par répulsion par charge d'espace, qui n'est pas compensée dans le domaine d'accélération.

Dans les cas (b) et (c), la distance augmente et le ménisque devient plan puis convexe, engendrant un faisceau parallèle puis divergent. Parmi les cas (a) et (c), les seuls à considérer, l'accumulation de charge d'espace en (a) provoque la formation de trajectoires non rectilignes, et partant, l'existence d'aberrations. Une étude systématique du faisceau divergent (c) permet de trouver la relation qui lie la divergence α du faisceau à différents paramètres de fonctionnement de la source d'ions. Nous notons ici que les facteurs prépondérants qui affectent la divergence (pour des ions de masse donnée et à tension d'accélération donnée) sont la densité ionique extraite et la distance interélectrode d .



Dans notre séparateur les mesures de divergence se font à l'entrée de l'analyseur, grâce à deux sondes mues par des moteurs et reliées à un enregistreur graphique, l'une se déplaçant suivant Oy pour la mesure de la divergence radiale, et l'autre suivant Ox pour la mesure de l'encombrement du faisceau dans le plan vertical. Les premiers essais ont donné les résultats portés sur la figure 10

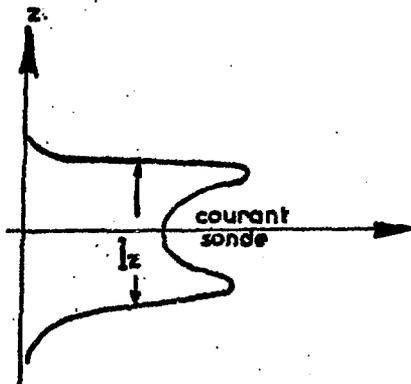
qui révèlent l'incapacité du système de donner un faisceau divergent du type (c) d'intensité inférieure à 1,5 mA. D'autre part l'encombrement du faisceau suivant Ox est supérieur à la dimension de la chambre de déflexion, pour des intensités supérieures à 1,5 mA comme le montre la figure 11.

III . 1 . 1 - Divergence radiale

Il découle de l'étude de Chavet⁽³⁹⁾ que la divergence croît lorsque la largeur de la fente d'émission diminue, à courant de faisceau constant. Ainsi

nous obtenons une divergence acceptable dans le cas d'un faisceau d'argon de 1 mA, en choisissant une fente de largeur égale à 0,5 mm (figure 12).

III . 1 . 2 - Encombrement du faisceau suivant Oz

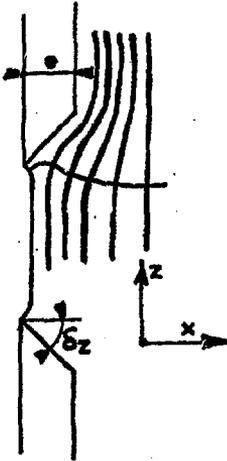


Les distributions généralement obtenues, montrent une profonde inhomogénéité de la densité ionique suivant l'axe Oz et laissent à penser que l'effet particulier dû aux extrémités de la fente d'émission affecte une bonne proportion des ions extraits.

L'interprétation de cet effet est ardue car beaucoup de paramètres entrent en jeu. Par un ensemble de différentes fentes d'émission, nous avons tenté de rendre ces paramètres indépendants et nous sommes arrivés aux constatations suivantes :

- * la variation de l'angle ξ_z (défini page suivante) n'influe que très peu sur la distribution du faisceau.
- * l'encombrement du faisceau varie approximativement comme l'inverse de l'épaisseur de la plaque d'émission (Cf figure 13) .

On est donc amené à penser que les ions émis perpendiculairement à la surface du plasma probablement convexe aux extrémités de la fente, sont déviés vers l'axe Ox par le champ extracteur, ce qui expliquerait l'inhomogénéité de la densité ionique.



Cette déviation est d'autant plus forte que l'épaisseur est plus grande, la déformation des lignes équipotentielles s'effectuant à plus longue portée, comme peut l'illustrer la figure ci-contre.

Notons que la surface du ménisque ne peut pas être considérée comme une surface parfaitement cylindrique en raison des effets des extrémités de la fente, et qu'il faut s'attendre à observer les aberrations correspondantes.

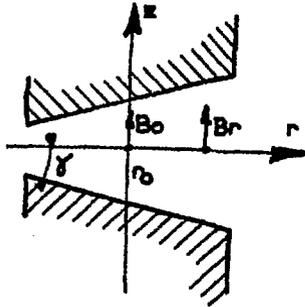
Nous nous sommes également interrogés sur l'influence possible de l'effet de lentille divergente de la fente d'extraction en regard de la fente d'émission? La figure 14 montre que si cet effet existe, il est trop faible pour permettre d'ajuster à la valeur voulue l'encombrement du faisceau.

Aussi la solution empirique adoptée pour résoudre le problème de l'encombrement vertical du faisceau est-elle de choisir, pour une intensité i d'ions extraits et une masse des ions données, l'épaisseur de la plaque d'émission de façon à obtenir un faisceau en apparence parallèle, c'est à dire dont l'encombrement au niveau de l'entrée de l'aimant est voisin de 35 mm. Ce choix se fait à l'aide de courbes identiques à celles tracées sur la figure 13.

III . 2 - ANALYSEUR MAGNETIQUE

Les faces polaires étant planes, on a alors sur le pôle :

$$z_r = z_0 \left(1 + n \frac{r - r_0}{r_0} \right)$$



et par conséquent, dans le plan médian la composante du champ B_z théorique est:

$$(1) \quad B_z = B_0 \left[1 - n \left(\frac{r - r_0}{r_0} \right) + n^2 \left(\frac{r - r_0}{r_0} \right)^2 - \dots \right]$$

L'angle de concicité γ est ici réalisé avec une très bonne précision :

$$\gamma = n \frac{r_0}{r_0} = 15,0 \pm 0,3 \text{ mrad}$$

III . 2 . 1 - Largueur utile de l'entrefer

Il reste cependant à trouver le domaine de validité de l'expression donnant $B(r)$ en raison de la dimension finie des faces polaires.

Nous utilisons une méthode mise au point par J. Camplan et R. Meunier⁽⁴⁰⁾ donnant accès à la mesure des indices au 1^{er} et au 2^{ème} ordre ; une bobine se déplace uniformément suivant un rayon r du secteur magnétique dans le plan médian $z = 0$. La force électromotrice induite e est appliquée à un enregistreur graphique. Soit S la surface totale de la bobine se déplaçant à la vitesse v , alors :

$$e = \frac{d\phi}{dt} = S \frac{dB}{dt} = S \frac{dB}{dr} \frac{dr}{dt} = Sv \frac{dB}{dr}$$

En écrivant que β est l'indice au 2^{ème} ordre, on tire de la relation (1) dans laquelle on néglige les termes au 3^{ème} ordre :

$$\frac{dB}{dr} = B_0 \left(-\frac{n}{r_0} + 2\beta \frac{r - r_0}{r_0^2} \right)$$

En $r = r_0$, on a la force électromotrice e_0 qui s'écrit :

$$e_0 = Sv \left(\frac{dB}{dr} \right)_{r_0} = -SvB_0 \frac{n}{r_0}$$

On pose

$$= \frac{2SvB_0\beta}{r_0^2}$$

D'où la force électromotrice :

$$e = e_0 + \mathcal{E}(r - r_0)$$

Le signal envoyé sur l'enregistreur graphique doit donc varier linéairement en fonction de r dans la mesure où la relation (1) reste valable au 2^{ème} ordre. Cette méthode permet donc de déterminer directement les limites de la zone utile de champ.

La figure 15 montre le résultat obtenu avec une bobine de surface totale égale à $0,6 \text{ m}^2$ approximativement, se déplaçant à une vitesse de l'ordre de 3 mm.s^{-1} dans un champ avoisinant $0,3 \text{ Tesla}$.

Nous ne cherchons pas ici à faire une mesure absolue de n , parfaitement déterminé (0,3) par construction mécanique de l'aimant. Nous vérifions cependant que la pente de la partie linéaire permet d'atteindre :

$$\beta = 0,090 \pm 0,013 .$$

Comme le montre la figure 15, la zone utile de champ s'étend sur 114 mm entre les valeurs $r_0 + 52 \text{ mm}$ et $r_0 - 52 \text{ mm}$: comme attendu en raison de la concavité, cette zone est excentrée par rapport au rayon moyen. Le programme de calcul de l'aimant (41) permet, à partir des trajectoires ioniques, d'atteindre la valeur de l'encombrement maximal d'un faisceau monoisotopique dans la chambre de déflexion, comme reproduit sur la figure 16. On peut y lire qu'un encombrement de 52 mm correspond à une divergence légèrement supérieure à 3° . En

conséquence, il faut veiller à envoyer dans la chambre un faisceau dont la divergence ne dépasse pas 6° ($\pm 3^\circ$) pour ne pas détruire la qualité de l'image. La divergence variant rapidement avec le courant (figure 10), la plage de manœuvre est étroite, aussi est-il souhaitable de contrôler la valeur de cette divergence par une mesure à l'aide de la sonde radiale avant chaque séparation.

III . 2 . 2 - Amélioration de la focalisation

Les premiers essais du séparateur ont montré que le plan de focalisation se trouvait en avant de l'endroit attendu (position du collecteur) de près de 40 cm : on remédie facilement à cet inconvénient par la correction des faces "de sortie" de l'aimant. On ajoute des profils en acier doux en forme de coins destinés à incliner légèrement la face de sortie par rapport à la trajectoire moyenne. Par ailleurs des mesures sont actuellement en cours pour tenter d'améliorer la qualité des images qui présentent encore quelques aberrations, en modifiant légèrement le rayon de courbure des faces "d'entrée".

CHAPITRE IV

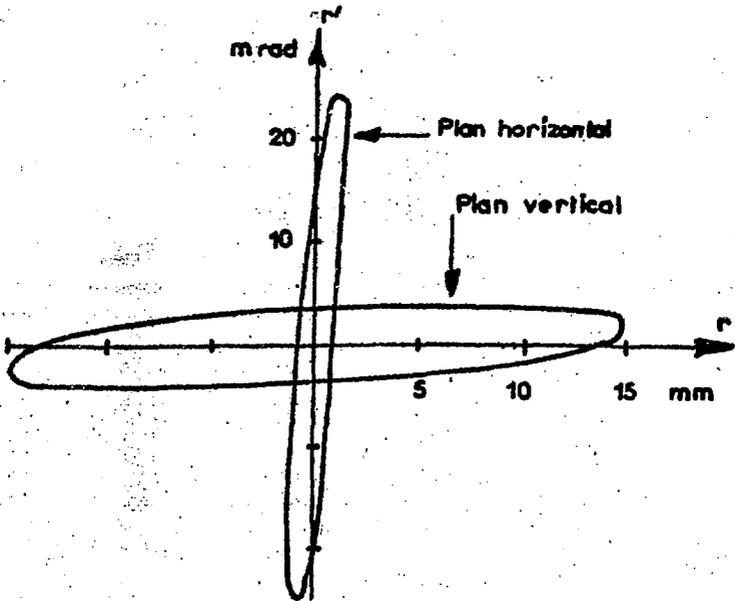
EXTENSION DU CHAMP DE PRODUCTION DU SEPARATEUR D'ISOTOPES DE L'I.S.N.
VERS LES NUCLEIDES A VIE COURTE : ADAPTATION D'UNE LENTILLE QUADRUPO-
LAIRE POUR LA FOCALISATION DU FAISCEAU SELECTIONNE. APPLICATION A
L'ETUDE DE LA DESINTEGRATION $^{69}\text{As} \rightarrow ^{69}\text{Ge}$ ($T_{1/2} = 15 \text{ mn}$)

En vue d'étendre le champ de production du séparateur d'isotopes de l'I.S.N. vers les isotopes à courte durée de vie, il convient de réduire au maximum le temps séparant la fin de l'irradiation du début du stockage de l'information. Quoique la durée du transit chambre d'irradiation - source d'ions du séparateur soit limitée par l'utilisation d'un transporteur pneumatique, il est indispensable de s'affranchir de la durée de collection de l'isotope et de l'extraction du collecteur : un système permettant de stocker l'information pendant la collection de l'isotope cherché apparaît comme la seule solution de ce problème.

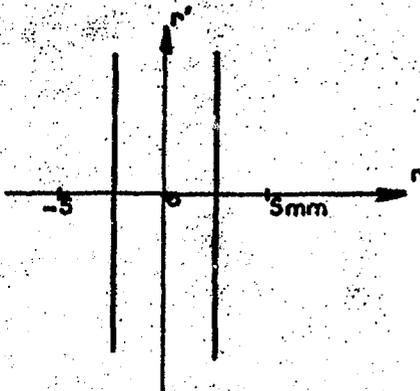
On peut donc penser à sélectionner par une fente dans le plan image de l'analyseur magnétique le faisceau isotopique cherché et à recueillir l'impact au delà de ce plan, en un endroit isolé des autres activités par blindage au plomb. Mais en raison des dimensions du faisceau au plan image (environ 30 mm dans le plan vertical et 2 mm dans le plan horizontal) et de sa divergence au delà de ce plan (environ 7 mrad dans le plan vertical et 50 mrad dans le plan horizontal), l'impact au niveau de l'endroit isolé apparaît comme trop important. Aussi nous sommes nous attachés à obtenir en cet endroit une focalisation du faisceau produisant une source radioactive de faible dimension.

IV . 1 - CHOIX D'UN DOUBLET QUADRUPOLAIRE COMME ELEMENT DE FOCALISATION

Les caractéristiques du faisceau au plan image de l'analyseur que nous venons d'indiquer, peuvent être traduites dans le plan des phases par une représentation grossièrement elliptique, certainement peu éloignée de la réalité :



Et nous cherchons à obtenir un faisceau de faible encombrement, sans condition particulière sur sa vergence. Sa représentation doit alors être limitée par deux droites verticales :



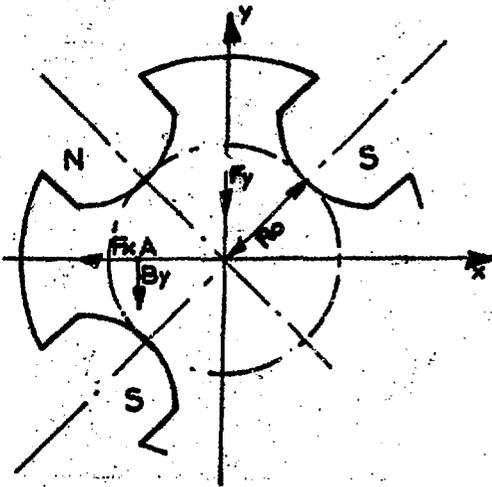
Comme le montrent ces schémas, la lentille cherchée doit donc avoir des effets différents dans les plans vertical et horizontal :

- dans le plan vertical, le faisceau incident étant grossièrement parallèle, le point de focalisation sera donc au voisinage du foyer image de cette lentille
- dans le plan horizontal, l'image doit être du même ordre de grandeur que l'objet.

En raison de son caractère fortement astigmatique, une lentille doublet quadrupolaire semble particulièrement adaptée pour résoudre ce problème.

IV . 1 . 1 - Doublet quadrupolaire magnétique

La particule de masse m et de charge q se déplace à la vitesse v dans un plan perpendiculaire à celui de la figure :



EN A :

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = F_x = qv_z (B_y)_y = 0$$

Par construction :

$$(B_y)_y = 0 = -G x.$$

On néglige la vitesse radiale, $v_x \ll v$,

Alors :

$$\frac{d^2 x}{dt^2} \approx \frac{d^2 x}{ds^2} v^2 = -q v G x$$

D'où :

$$\frac{d^2 x}{ds^2} - K^2 x = 0, \text{ plan défocalisant}$$

et par analogie :

$$\frac{d^2 y}{ds^2} + K^2 y = 0, \text{ plan focalisant}$$

$$\text{avec } K^2 = \frac{qG}{mv} = \frac{G}{R_0} = \frac{B_m}{(R_0)R_0}$$

B_m est le champ sur le pôle, R_0 le rayon de gorge du quadrupôle.

La solution des deux équations différentielles s'écrit, en posant

$\Theta = KL$, L étant la longueur du quadrupôle :

$$\begin{pmatrix} x \\ x' \end{pmatrix}_{\text{sortie}} = \begin{pmatrix} \operatorname{ch} \Theta & \frac{1}{K} \operatorname{sh} \Theta \\ K \operatorname{sh} \Theta & \operatorname{ch} \Theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x \\ x' \end{pmatrix}_{\text{entrée}}$$

et

$$\begin{pmatrix} y \\ y' \end{pmatrix}_{\text{sortie}} = \begin{pmatrix} \cos \Theta & \frac{1}{K} \sin \Theta \\ -K \sin \Theta & \cos \Theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} y \\ y' \end{pmatrix}_{\text{entrée}}$$

La distance (quantité algébrique) de la face de sortie au foyer image de la lentille est :

$$f_x = -\left(\frac{x_s}{x'_s}\right)_{x'_e=0} = -\frac{1}{K} \operatorname{coth} \Theta$$

$$f_y = -\left(\frac{y_s}{y'_s}\right)_{y'_e=0} = \frac{1}{K} \cotg \Theta$$

Dans le cas du doublet, une lentille convergente suit la lentille divergente, c'est à dire que les plans x et y définis ci dessus sont alternés.

On peut trouver l'ordre de grandeur de la distance focale de ce système, en se plaçant dans l'approximation des lentilles minces pour lesquelles :

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{f_c} + \frac{1}{f_d} = -\frac{d}{f_c f_d}$$

f_c et f_d étant les distances focales des quadrupôles convergent puis divergent et d la distance entre les deux éléments.

Dans le cadre de cette approximation, $\operatorname{ch} \Theta \simeq \cos \Theta \simeq 1$ et $\operatorname{sh} \Theta \simeq \sin \Theta \simeq \Theta$,

alors $f_c \simeq \frac{1}{K^2 L}$

et $f_d \simeq -\frac{1}{K^2 L}$

$$\text{D'où } f \approx - \frac{1}{dK^2 L^2}$$

$$\text{Soit } f \approx \frac{1}{dL^2} \cdot \left[\frac{(BR) R_0}{B_m} \right]^2$$

Cherchons le champ sur le pôle B_m nécessaire pour obtenir une distance focale de l'ordre de 50 cm. Compte tenu de l'encombrement d'une chambre à vide entre les pôles, le rayon de gorge R_0 ne peut être inférieur à 4 cm.

Prenons $d = 20 \text{ cm}$ et $L = 8 \text{ cm}$, (valeurs correspondant à des quadrupôles commercialisés). Pour des ions de masse 200 et d'énergie 40 keV, $BR \approx 0,4 \text{ T} \cdot \text{m}$ alors :

$$B_m \approx 0,6 \text{ T}$$

ce qui conduit à un gradient de champ de l'ordre de $15 \text{ T} \cdot \text{m}^{-1}$, valeur facilement atteinte dans la plupart des quadrupôles commercialisés.

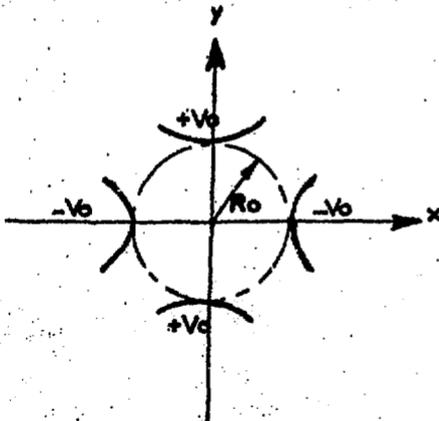
Il n'en reste pas moins que cette solution apparaît onéreuse (achat des deux lentilles, réalisation d'alimentations de plusieurs kilowatts, installation), d'autant plus que la faible conductance d'une chambre à vide cylindrique de faible diamètre peut nécessiter l'adjonction d'un groupe de pompage supplémentaire.

IV . 1 . 2 - Doublet quadrupolaire électrique

On retrouve les précédentes équations différentielles, à condition de négliger les variations de vitesse de la particule, dues à la présence d'un potentiel électrique dans lequel pénètre cette particule.

$$\text{Ici } G = \frac{2V_0}{R_0} \quad \text{et} \quad K^2 = \frac{V_0}{R_0^2 U}$$

où U est l'énergie cinétique de la particule exprimée en électron-volt.



Pour illustrer la puissance d'un tel procédé de focalisation, cherchons le potentiel V_0 nécessaire pour obtenir la même distance focale que précédemment (de l'ordre de 50 cm). Sans quitter l'approximation des lentilles minces :

$$f \approx \frac{1}{dL^2} \left(\frac{R_0^2 U}{V_0} \right)^2$$

En reprenant $R_0 = 4$ cm

$d = 20$ cm, $L = 8$ cm

$U = 40$ keV

on trouve $V_0 \approx 2500$ V, potentiel que l'on peut obtenir très facilement.

Remarquons que l'absence d'une chambre à vide entre les pôles permet d'une part d'adopter une valeur plus faible du rayon de gorge R_0 , ce qui est particulièrement intéressant ici, puisque :

$$f = C^{Te} \cdot R_0^4 \quad \text{à } V_0 \text{ donné}$$

$$\text{ou } V_0 = C^{Te} \cdot R_0^2 \quad \text{à } f \text{ donné}$$

et d'autre part d'éviter l'adjonction d'un groupe de pompage supplémentaire. La facilité de réalisation à l'I.S.N. d'un doublet électrique et de son alimentation constitue un autre motif pécuniaire d'adopter cette solution.

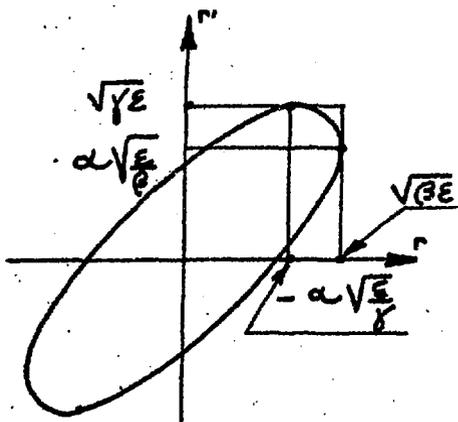
IV . 1 . 3 - Utilisation d'un programme de calcul pour la détermination des paramètres du doublet quadrupolaire.

a - Principe

Ce programme a été réalisé à l'I.S.N. par J.L. Belmont et A. Longchamp (42)

Pour en indiquer brièvement le principe, on peut dire qu'il permet l'étude de l'évolution de la forme des émittances d'un faisceau de particules non relativistes, à travers plusieurs systèmes optiques successifs. Les émittances du faisceau

définies dans deux plans orthogonaux (vertical et horizontal) sont supposées elliptiques, hypothèse tout à fait justifiée dans notre cas, comme nous l'avons vu précédemment:

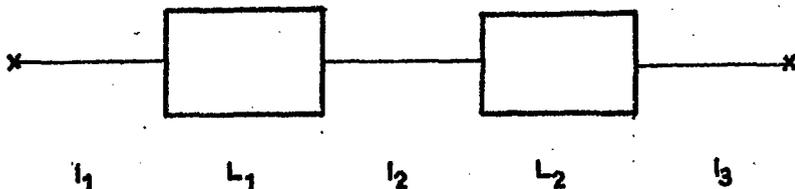


L'équation de l'ellipse étant de la forme

$$\beta r'^2 + 2\alpha r r' + \gamma r^2 = E$$

l'émittance dans un plan quelconque est définie par un vecteur $\begin{vmatrix} \beta \\ \alpha \\ \gamma \end{vmatrix}$ dont l'évolution est déterminée après la traversée de chaque élément d'optique caractérisé par sa matrice de transfert. Certains éléments de la matrice sont laissés variables et le calcul consiste à faire varier pas à pas ces paramètres jusqu'à obtenir le vecteur de sortie satisfaisant.

b - Résultats



Pour limiter d'emblée l'encombrement du faisceau dans le plan vertical de façon à ne pas nécessiter de rayon de gorge trop grand, on choisit le plan vertical comme premier plan focalisant, et on limite la valeur l_1 du premier espace glissement. Les longueurs L_1 , l_2 et L_2 sont choisies arbitrairement. l_3 varie pas à pas ainsi que :

$$\Theta_1 = K_1 L_1$$

et $\Theta_2 = K_2 L_2$

Dans ces conditions, le résultat du calcul est :

Faisceau d'entrées

Plan vertical

$$r_{MAX} = 15 \text{ mm}$$

$$r'_{MAX} = 3,5 \text{ mrad}$$

Plan horizontal

$$r_{MAX} = 1 \text{ mm}$$

$$r'_{MAX} = 26 \text{ mrad}$$

$$l_1 = 20 \text{ mm}$$

$$L_1 = 80 \text{ mm} \quad \text{avec} \quad \theta_1 = 0,7 \text{ rad}$$

$$l_2 = 50 \text{ mm}$$

$$L_2 = 80 \text{ mm} \quad \text{avec} \quad \theta_2 = 1 \text{ rad}$$

$$l_3 = 150 \text{ mm}$$

Faisceau de sortie

Plan vertical

$$r_{MAX} = 1 \text{ mm}$$

$$r'_{MAX} = 23 \text{ mrad}$$

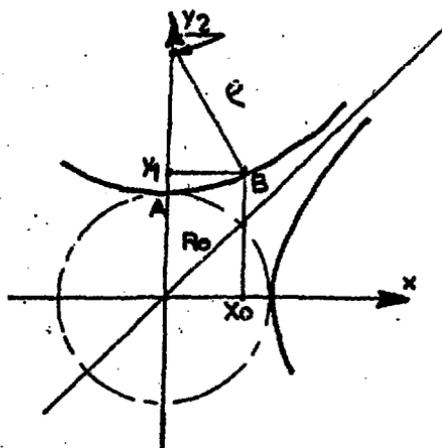
Plan horizontal

$$r_{MAX} = 0,7 \text{ mm}$$

$$r'_{MAX} = 37 \text{ mrad}$$

IV . 1 . 4 - Réalisation du doublet électrique et de son alimentation

En raison des aberrations à attendre d'une telle lentille, dues principalement au champ de fuite aux extrémités des pôles et à la variation de vitesse des ions dans un milieu où règne un potentiel alternativement positif et négatif, on peut se contenter pour les pôles d'une forme circulaire autrement plus simple à réaliser que la forme idéale hyperbolique (autant que le quadrupole puisse être considéré comme de longueur infinie). Il reste à trouver le rayon de courbure à donner aux pôles, en fonction d'un rayon de gorge donné.



Le faisceau a un encombrement maximal R_0 . On cherche par exemple le rayon de courbure du cercle passant par les points $A(x = 0, y = R_0)$ et $B(x = \frac{R_0}{\sqrt{2}}, y = y_1)$

tous deux points de l'hyperbole. D'après les équations écrites précédemment, en un point quelconque (x, y) , le potentiel est :

$$V = \frac{G}{2} (y^2 - x^2) = \frac{V_0}{R_0} (y^2 - x^2)$$

D'où en B :

$$V = V_0 \Rightarrow y_1^2 = R_0^2 + \frac{R_0^2}{2} = \frac{3}{2} R_0^2$$

Le cercle de rayon ρ centré en y_2 a pour équation :

$$\rho^2 = (y - y_2)^2 + x^2$$

En A, $\rho^2 = (R_0 - y_2)^2$

En B, $\rho^2 = (R_0 \sqrt{3/2} - y_2)^2 + \frac{R_0^2}{2}$

D'où l'on tire $y_2 = 2,22 R_0$,

et par suite $\rho = 1,22 R_0$.

L'écart entre le cercle et l'hyperbole est approximativement maximal au milieu de l'arc AB pour lequel

$$x = \frac{R_0}{2\sqrt{2}}$$

Des équations du cercle et de l'hyperbole, on en déduit l'ordonnée du point sur l'hyperbole $y_H = 1,06 R_0$, et du point sur le cercle $y_C = 1,04 R_0$.

L'écart maximal est donc de l'ordre de : $2 \cdot 10^{-2} R_0$ quantité négligeable compte tenu de l'effet recherché, comme on le verra ci-après.

a - Données techniques

On choisit d'appliquer les mêmes potentiels sur les deux quadrupoles pour une plus grande facilité de réglage (et aussi par économie d'une alimentation).

$$\text{Or } \Theta_1 = K_1 L_1 = 0,7$$

$$\text{et } \Theta_2 = K_2 L_2 = 1$$

$$L_1 = L_2 \Rightarrow \frac{R_{02}}{R_{01}} = 0,7$$

* 1^{er} quadrupole :

$$R_{01} = 2,0 \text{ cm}$$

$$\rho_1 = 2,44 \text{ cm}$$

$$L_1 = 8,0 \text{ cm}$$

* 2^{ème} quadrupole

$$R_{02} = 1,4 \text{ cm}$$

$$\rho_2 = 1,71 \text{ cm}$$

$$L_2 = 8,0 \text{ cm}$$

* Tension de focalisation

Pour des ions d'énergie $U = 40 \text{ keV}$

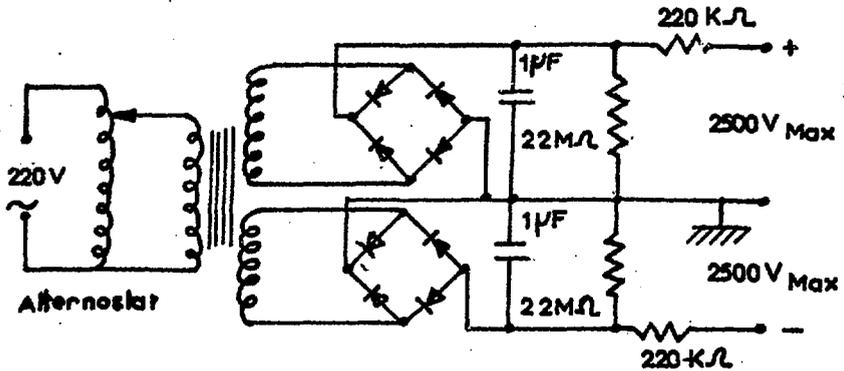
$$V_0 = U \cdot K^2 R_0^2 = 1220 \text{ V}$$

b - Alimentation en tension des quadrupoles

La précision sur la tension à appliquer aux quadrupoles est déterminée en utilisant de nouveau le programme de calcul.

Pour une variation de Θ_1 et Θ_2 de 15 %, l'encombrement du faisceau dans le plan vertical passe de 2 mm à 3 mm et dans le plan horizontal de 1,5 mm à 3 mm, ce qui reste encore acceptable (notons que se trouve a posteriori justifié l'emploi de pôles de section circulaire plutôt que hyperbolique).

⊖ variant comme la racine carrée de V_0 , la précision sur la tension peut donc se limiter à 10 %. On se contente alors d'une tension redressée à 2 alternances et simplement filtrée par un condensateur, le courant débité restant très petit.



Les résistances de $2,2 \text{ M}\Omega$ servent de charge, celles de $220 \text{ k}\Omega$ limitent le courant dans le cas de court-circuit ou de l'interception du faisceau ionique par l'un des pôles. Le réglage de la tension se fait par l'utilisation au primaire d'un alternostat directement branché sur le secteur non régulé. Dans ces conditions la tension résiduelle à 100 Hz, crête à crête, ne dépasse pas 0,2 % de la valeur de la composante continue.

IV . 2 - APPLICATION A L'ETUDE DE LA DESINTEGRATION ^{69}As ^{69}Ge ($T_{1/2} = 15 \text{ mn}$)

Pour tester l'ensemble du dispositif représenté sur la figure 17, nous avons choisi de former, au cyclotron à énergie variable de l'I.S.N., le nucléide ^{69}As dont la période de désintégration (15 mn) n'est trop brève, ni trop longue, permet un réglage de tous les paramètres de fonctionnement de la source d'ions du séparateur, tout en se plaçant dans des conditions de "période courte" : extraction de l'intensité ionique maximale pendant le minimum de temps.

Nous irradiions pendant une durée de 15 à 30 minutes des cibles de 100 mg de germanium naturel dans un flux de protons de 26 MeV de façon à produire préférentiellement la réaction (p,2n) sur ^{70}Ge (abondance isotopique 20 %). Il se forme également ^{70}As par réaction (p,n) sur ^{70}Ge , ou (p,3n) sur ^{72}Ge (abondance 27 %), mais en faible quantité en raison principalement de sa période $T_{1/2} = 50 \text{ mn}$. La cible est fixée sur le furet du transporteur pneumatique et le temps séparant la fin de l'irradiation de la mise en place dans la source d'ions du séparateur ne dépasse pas 2 minutes (mise à l'air du poste d'irradiation, transfert du furet, récupération de l'échantillon). On peut dans ces conditions commencer la collection de l'isotope cherché - et le stockage des informations - 8 minutes environ après la fin de l'irradiation.

L'étude de la décroissance $^{69}\text{As} \rightarrow ^{69}\text{Ge}$ a été faite récemment de façon très complète par Muszynski et Mark⁽⁴³⁾ et nous n'avons que la seule ambition de contrôler notre appareillage à l'aide de leurs résultats. La figure 18 montre le spectre γ obtenu à l'aide d'un détecteur Ge(Li) de 10 cm^3 , et le tableau suivant donne les résultats comparatifs.

Energies des raies γ (keV)		Intensités relatives	
Muszynski	Présent travail	Muszynski	Présent travail
86,8	86,7	68 ± 7	40 ± 10
145,8	145,8	48 ± 5	36 ± 10
232,7	232,5	100	100
287,1	286,9	19 ± 4	31 ± 8
374,1	373,7	14 ± 4	≤ 12
398,1	398,3	12 ± 4	≤ 11

L'incertitude sur les énergies est dans notre travail de 300 eV, sauf pour les raies particulièrement faibles de 373,7 et 398,3 keV où elle atteint 500 eV.

Ces résultats montrent un accord parfait du moins sur la valeur des énergies. Le désaccord sur l'intensité de la raie de 86,7 keV peut s'expliquer par le fait que les efficacités des détecteurs pour des photons d'énergie inférieure à 100 keV présentent souvent des changements radicaux dans leur variation en fonction de l'énergie, en raison notamment de l'absorption des photons par l'enveloppe métallique. Des erreurs peuvent être alors commises dans la détermination des efficacités dans cette zone d'énergie.

Cette lentille électrique de refocalisation au delà du plan image de l'analyseur permet donc des mesures de spectrométrie γ sur des nucléides à vie courte. Notons que la géométrie adoptée (figure 17) permet des mesures en coïncidences γ - γ . Il peut être envisagé d'y adapter dans l'avenir un détecteur Si(Li) pour la mesure de spectre d'électrons.

Du point de vue de la période de désintégration de l'isotope séparé, une des principales limitations peut provenir de la source d'ions du séparateur dont les paramètres de fonctionnement optimal ne peuvent pas toujours être trouvés en un temps compatible avec la période ; ces paramètres sont dans une large mesure responsables de la qualité des images au niveau de la fente de définition du doublet électrique et par là du rendement global de la séparation. Chaque élément ayant un comportement bien spécifique dans une source d'ions de séparateur, il est difficile voire impossible de prédire quelle est la limite inférieure des périodes radioactives pouvant être étudiées par ce dispositif. Seuls des essais sur l'élément stable qui formera la matrice de l'élément actif cherché peuvent permettre de répondre à cette question.

Notons qu'un facteur-temps appréciable sera prochainement gagné par l'adjonction de sas d'introduction dans la source à haute température⁽⁴⁴⁾. Outre la capacité de pouvoir évaporer le plupart des éléments sans recours à la chloration, cette source présente l'avantage de donner directement accès à un paramètre fondamental de fonctionnement - la température de l'échantillon - sans faire intervenir d'inertie thermique importante, ce qui est particulièrement intéressant dans le cas de séparation d'isotopes à courte durée de vie.

BIBLIOGRAPHIE

- 1 - P.G.HANSEN, H.L.NIELSEN, E.T.WILLIAMS, K.WILSKY, Nucl.Phys. 71 (1965) 481
- 2 - U.HAGEMANN, W.MELLING, A.ANDREFF, R.KASTNER, P.MANFRASE, F.STARY, Nucl.Phys. A109 (1968) 407
- 3 - J.TREHERNE, R.PIEPENBRING, Nucl.Phys. A138 (1969) 105
- 4 - J.THOMANN, R.PIEPENBRING, J.Phys., Juillet 1972, à paraître.
- 5 - R.BERNAS, J.L.SARROUY, J.CAMPLAN, J.Phys. 21 (1960) 191
- 6 - P.GRIBOVAL, thèse, Grenoble, 1966
- 7 - A.MOUSSA, J.B.Bellicard, J.Phys. 21 (1960) 191
- 8 - A.BAUDRY, Thèse, Grenoble, 1969
A.BAUDRY, A.MOUSSA, Nucl.Inst.Meth. 72 (1969) 167
- 9 - D.BARNEOUD, Thèse, Grenoble, 1972
- 10 - W.W.BLACK, R.L.HEATH, Nucl.Phys. A90 (1967) 650
- 11 - N.NEWBY, Phys.Rev. 125 (1962) 2063
- 12 - K.TAKAHASHI, G.SHARFF-GOLDHABER, Izv. Akad. Nauk. SSSR (ser. fiz.) 31 (1967) 42
- 13 - G.MONSONEGO, R.PIEPENBRING, J.Phys. C129 (1968) 42
- 14 - V.G.SOLOVIEV, P.VOGEL, Report E 2561, JINR-Dubna, 1966
V.G.SOLOVIEV, P.VOGEL, G.JUNGCLAUSSEN, Report E4 3051, JINR-Dubna, 1966
ou Bull.Acad.Sci.USSR, 31 (1967) 515
- 15 - W.OGLE, S.WAHLBORN, R.PIEPENBRING, S.FREDIKSSON, Los Alamos Scientific Laboratory, Report LA-DC-11253 ; Rev.Mod.Phys. 43 (1971) 424 .
- 16 - I.L.LAMM, Nucl.Phys. A125 (1969) 504
- 17 - O.NATHAN, S.G.NILSSON, α β γ ray spectroscopy, North-Holland Publishing Co. (1965)
- 18 - J.M.BLATT, V.F.WEISSKOPF, Theoretical Nuclear Physics (Wiley, New-York, 1952) chap.XII
- 19 - A. de PINHO, J.PICARD, Rapport CEA 2730, Saclay, 1965, ou Phys.Lett. 15 (1965) 250
- 20 - D.R.BES, Cho YI-CHUNG, Nucl.Phys. 86 (1966) 581
- 21 - G.WINTER, L.FUNKE, K.HOHMUTH, K.H.KAUN, P.KERNITE, H.SODAN, Nucl.Phys. A151 (1970) 337
- 22 - L.PERSSON, H.RYDE, Ark.Fys. 25 (1963) 397
- 23 - J.ZVOLSKY, Thèse, JINR Dubna, 1963
- 24 - V.MNATOWICZ, K.GROMOV, F.MUKHTASIMOV, Praprint 2729, JINR Dubna, 1966
- 25 - P.H. BLICHERT-TOFT, E.G.FUNK, J.W.MIHELICH, Nucl.Phys. A100 (1967) 369
- 26 - J.JURSIK, V.MNATOWICZ, J.ZVOLSKY, Czech. J. Phys. B19 (1969) 870

- 27 - J.D. IMMELE, R.A. MEYER, Bull. Amer. Phys. Soc. 13 (1970) 75
- 28 - B. HARMATZ, T.H. HANDLEY, Rapport ORNL 4649, 1971
- 29 - G. WINTER, L. FUNKE, K.H. KAUN, P. KEMNITZ, H. SODAN, Nucl. Phys. A176 (1971) 609
- 30 - J.L. BARAT, J. TREHERNE, C.R. Acad. Sc. Paris, 264 (1972) 427
- 31 - J.L. BARAT, J. TREHERNE, soumis à Nucl. Phys.
- 32 - D. CLINE, Colloque sur les noyaux de transition, IN2P3 Orsay, Juillet 1971
- 33 - P. PARIS, J. TREHERNE, Rev. Phys. Appl. 4 (1969) 291
- 34 - R. PÆPENERING, Rapport LYCEN 7034 (1970) IPN-Lyon
- 35 - M.E. BUNKER, C.W. REICH, Rev. Mod. Phys., 43 (1971) 348
- 36 - J.P. BOISSON, R. PIEPENBRING, Nucl. Phys. A168 (1971) 385
- 37 - V.G. SOLOVIEV, P. VOGEL, Nucl. Phys. A92 (1967) 449
- 38 - V.G. SOLOVIEV, S.I. FEDOTOV, Preprint Dubna E4-6055 (1971)
- 38bis - R.A. MEYER, Phys. Rev. 170 (1968) 1089
- 39 - I. CHAVET-CHOUKA, thèse, Paris-Orsay, 1965
- 40 - J. CAMPLAN, R. MEUNIER, Nucl. Inst. Meth. 31 (1964) 192
- 41 - E. CAMPLAN, communication privée
- 42 - J.L. BELMONT, J.M. BOIS, J. HANNELAIS, J.M. LAVRARD, A. LONCHAMPT, J.M. SALMON, ISN-Grenoble, rapport interne n°2 (1970).
- 43 - S. MUSZYNSKI, S.K. MARK, Nucl. Phys. A142 (1970) 459
- 44 - M. BOURIANT, thèse, Grenoble, 1967

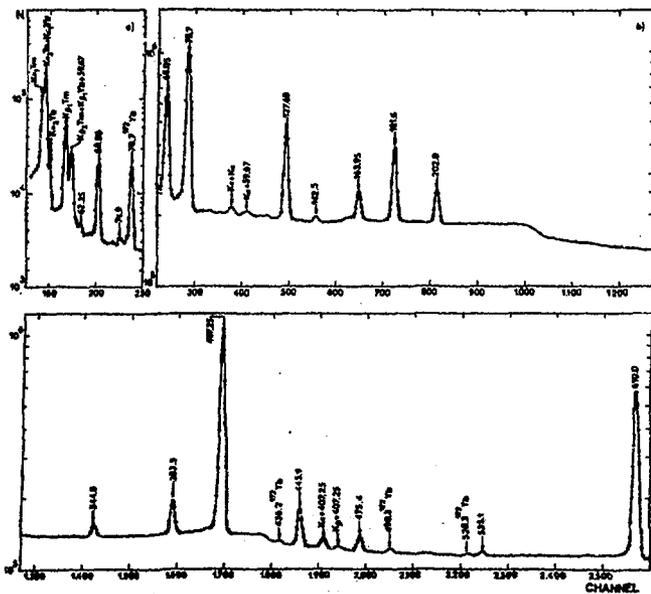


Fig.1 - ^{172}Tm - Spectres de photons gamma :

- a) détecteur de $0,5 \text{ cm}^3$
- b) détecteur de 25 cm^3

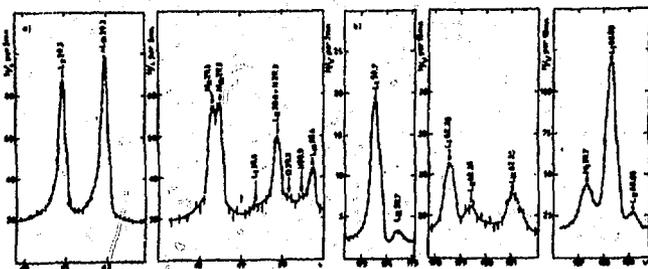


Fig.2 - ^{172}Tm - Spectres d'électrons de conversion :

- a) spectromètre $\pi\sqrt{2}$ de 21 cm de rayon
- b) spectromètre $\pi\sqrt{2}$ de 50 cm de rayon

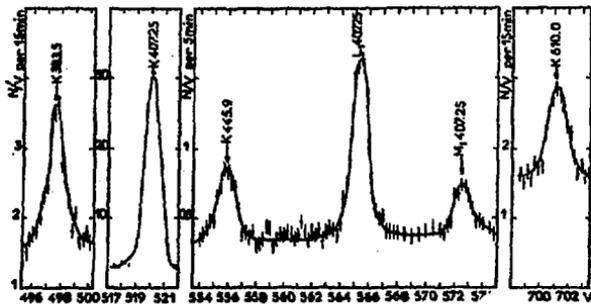


Fig.3 - ^{172}Ta - Spectre d'électrons de conversion obtenu avec le spectromètre $\pi\sqrt{2}$ de 50 cm de rayon.

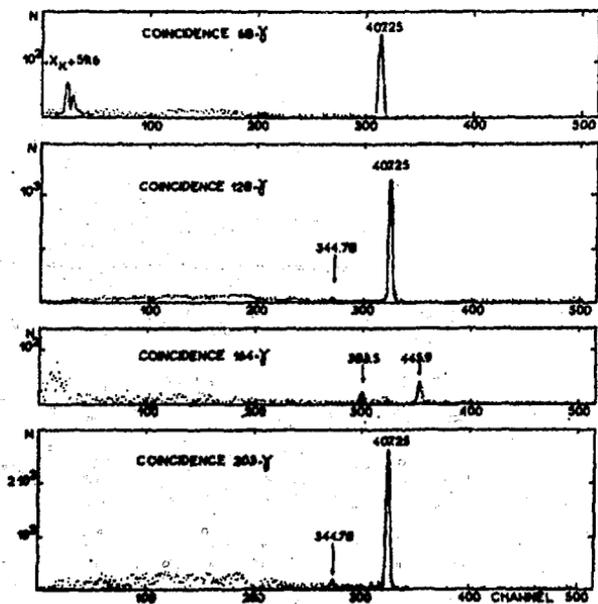


Fig.4 - ^{172}Ta - Spectres obtenus en coincidence gamma-gamma

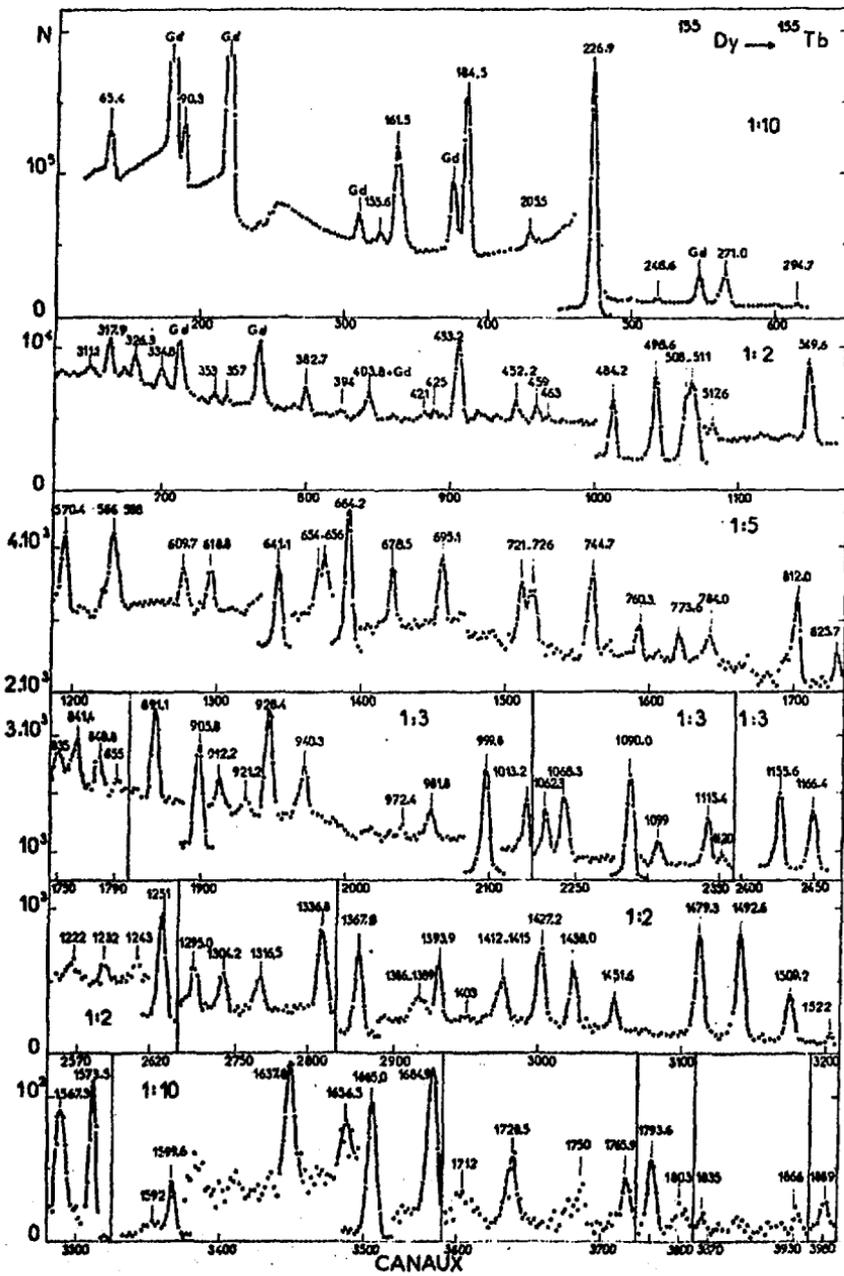


Fig.5 - ^{155}Tb - Spectre de photon gamma .

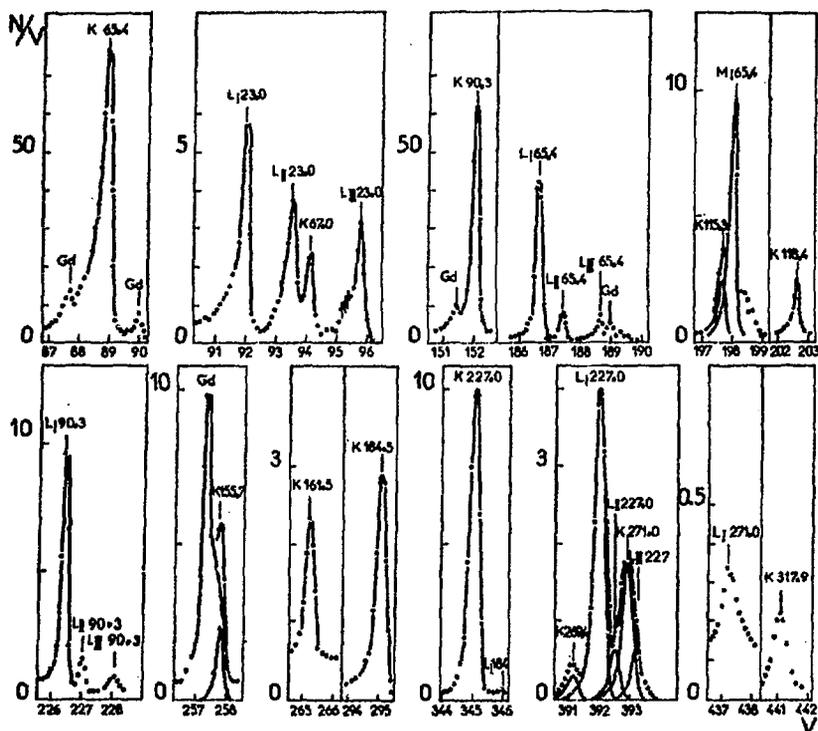


Fig. 6 - ¹⁵⁵Tb - Spectre d'électrons de conversion
(Spectromètre $\pi\sqrt{2}$ de 50 cm de rayon)

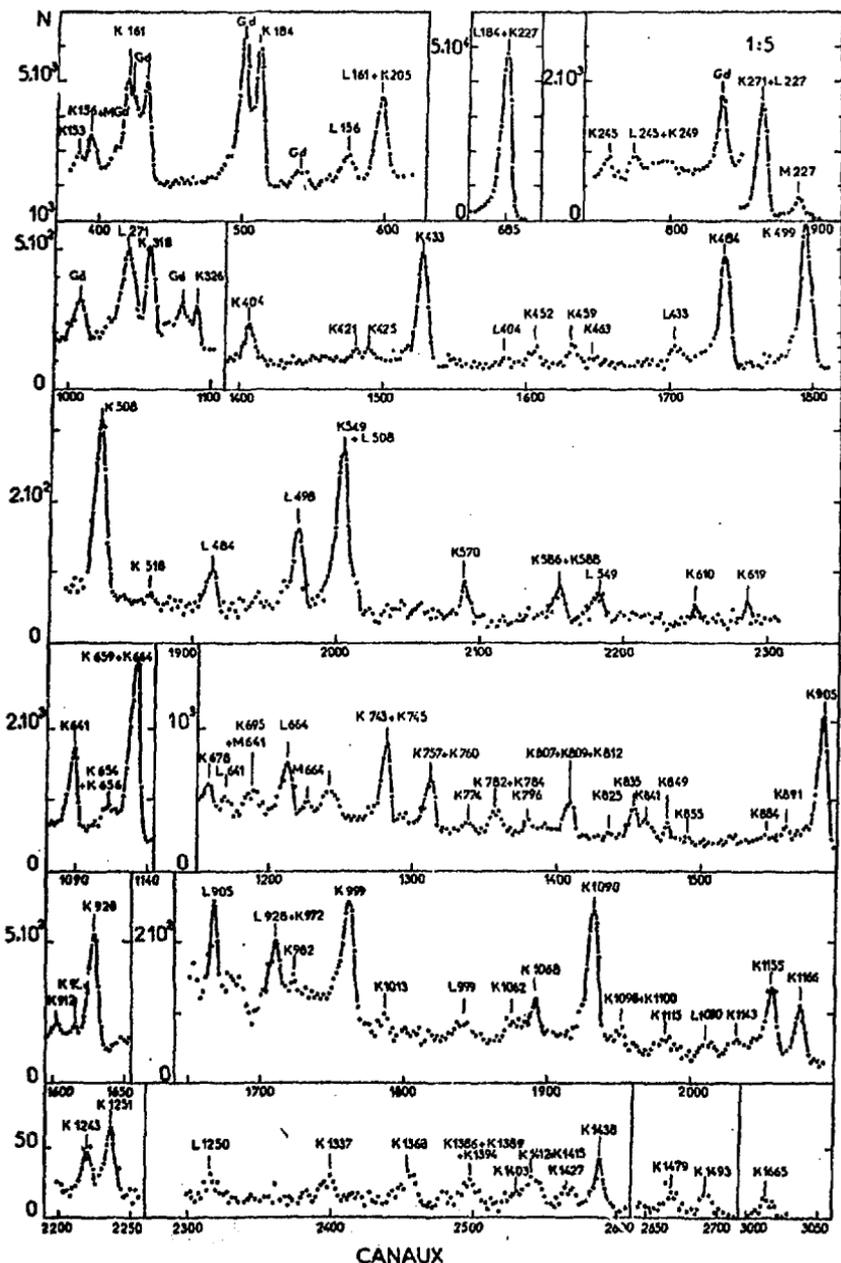


Fig. 7 - ^{155}Tb - Spectra d'électrons de conversion
(Sélecteur magnétique)

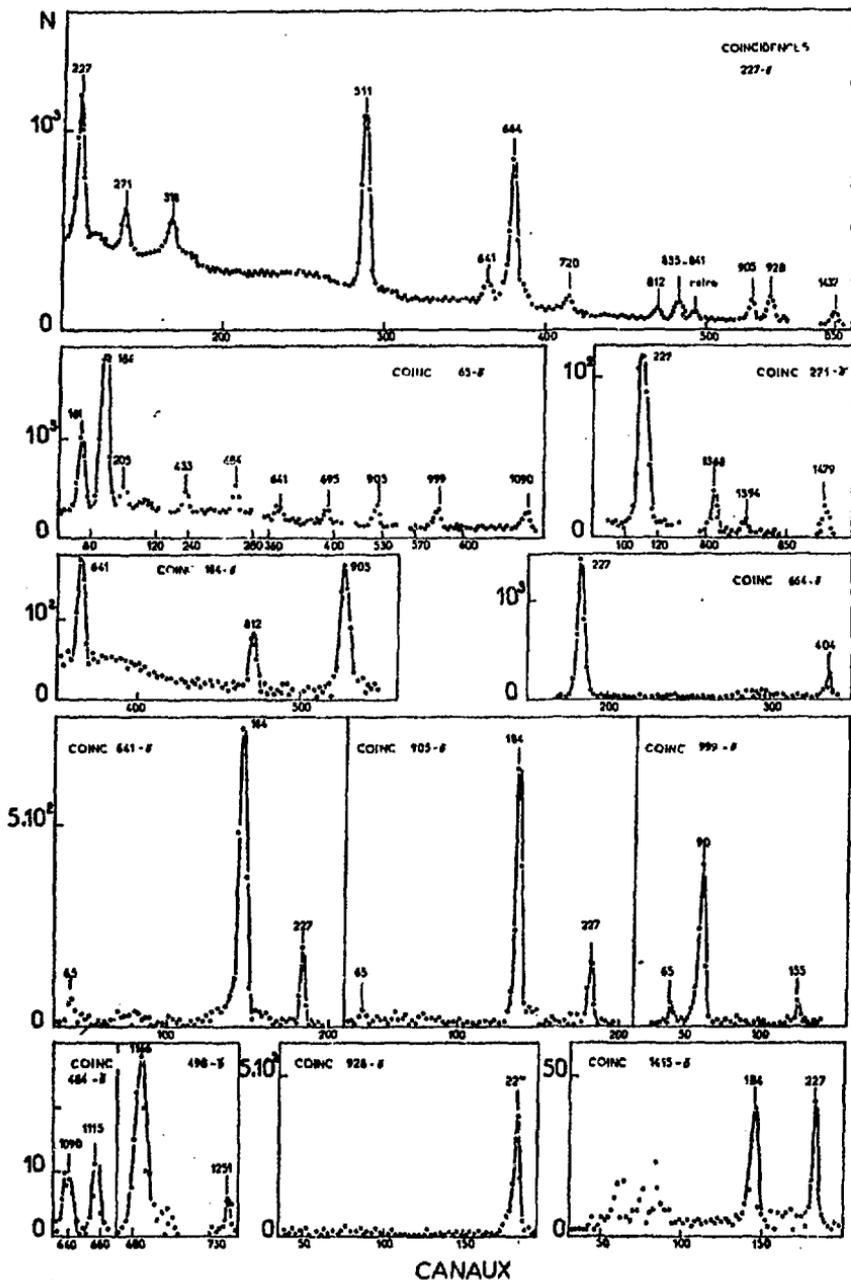


Fig.8 - ^{155}Tb - Spectres obtenus en coïncidences gamma-gamma.

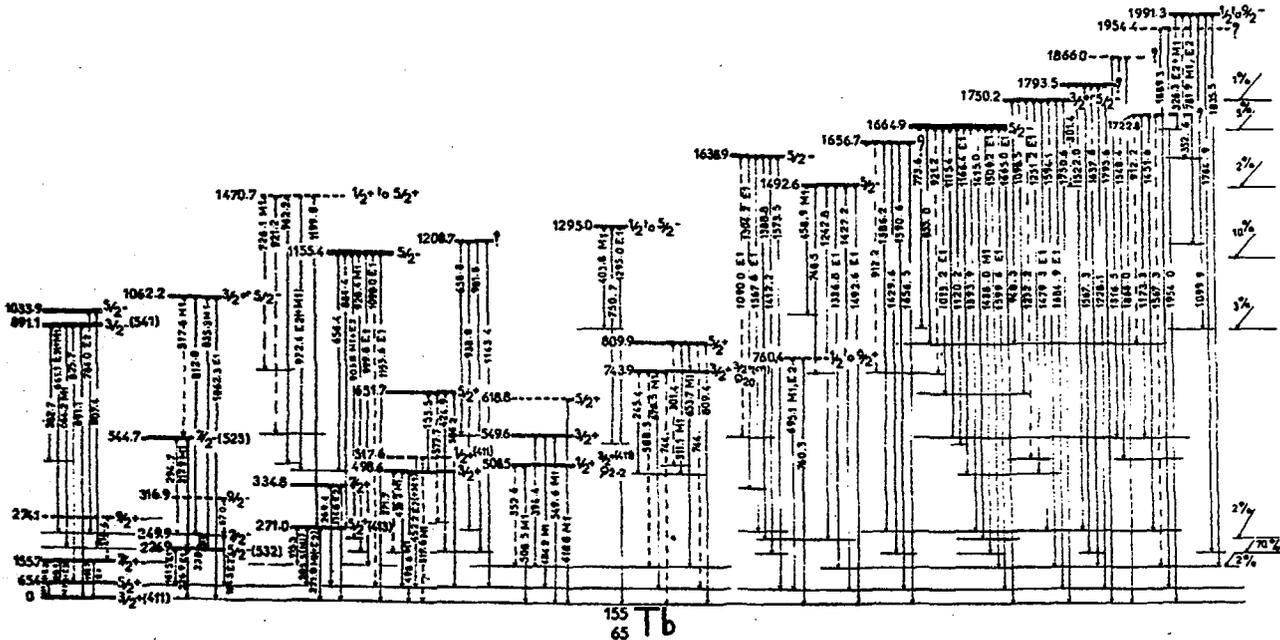


Fig. 9 - Schéma des niveaux excités de ¹⁵⁵Tb

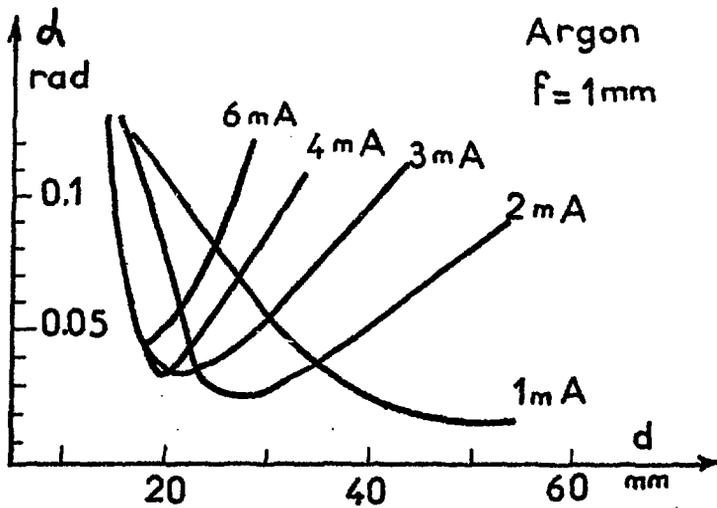


Fig.10 - Divergence radiale α en fonction de la distance inter-électrodes d . f est la largeur de la fente d'émission.

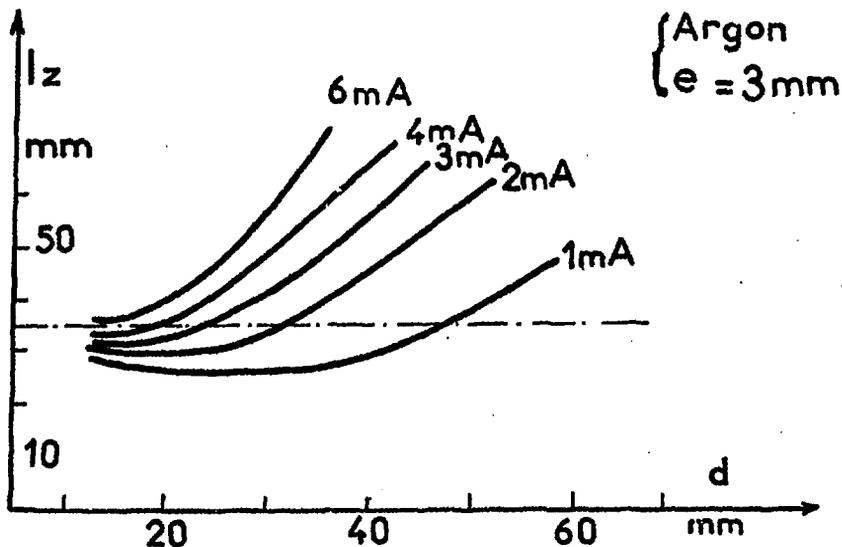


Fig.11 - Encombrement vertical du faisceau l_z en fonction de la distance inter-électrode d . e est l'épaisseur de la plaque d'émission. La droite horizontale en pointillé correspond à la dimension utile de la chambre de déflexion.

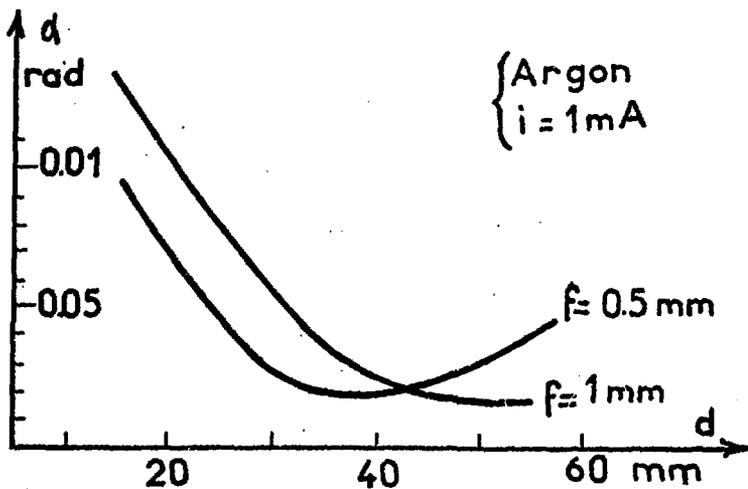


Fig.12 - Divergence radiale en fonction de la distance inter-électrodes pour deux valeurs de la largeur f de la fente d'émission.

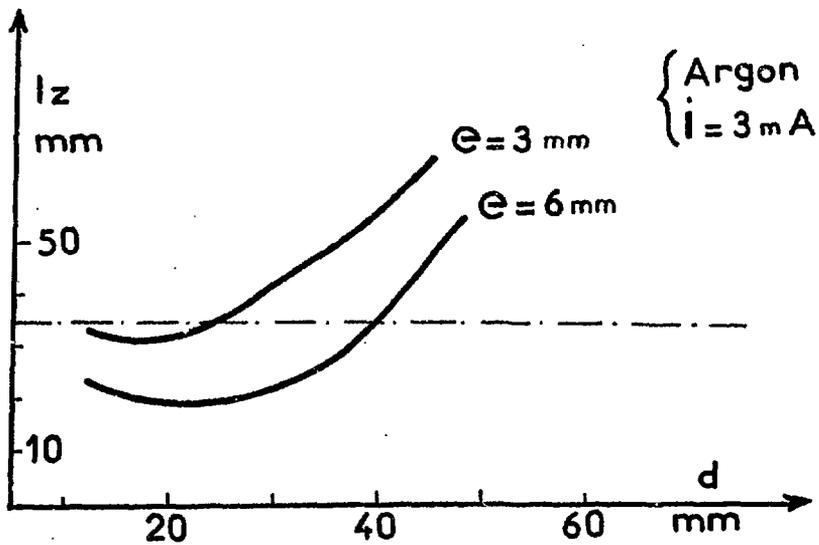


Fig.13 - Encombrement vertical en fonction de la distance inter-électrodes pour deux valeurs e de l'épaisseur de la plaque d'émission.

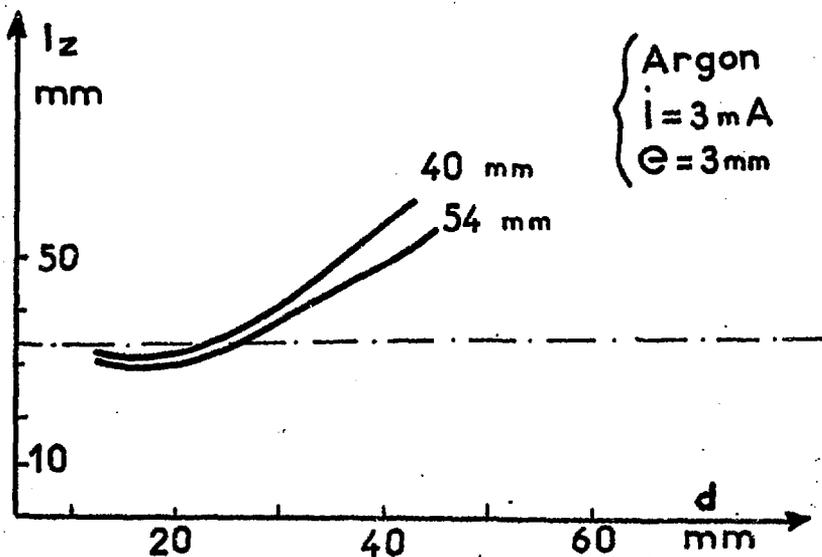


Fig.14 - Encombrement vertical en fonction de la distance inter-électrodes pour deux valeurs de la longueur de la fente d'extraction.

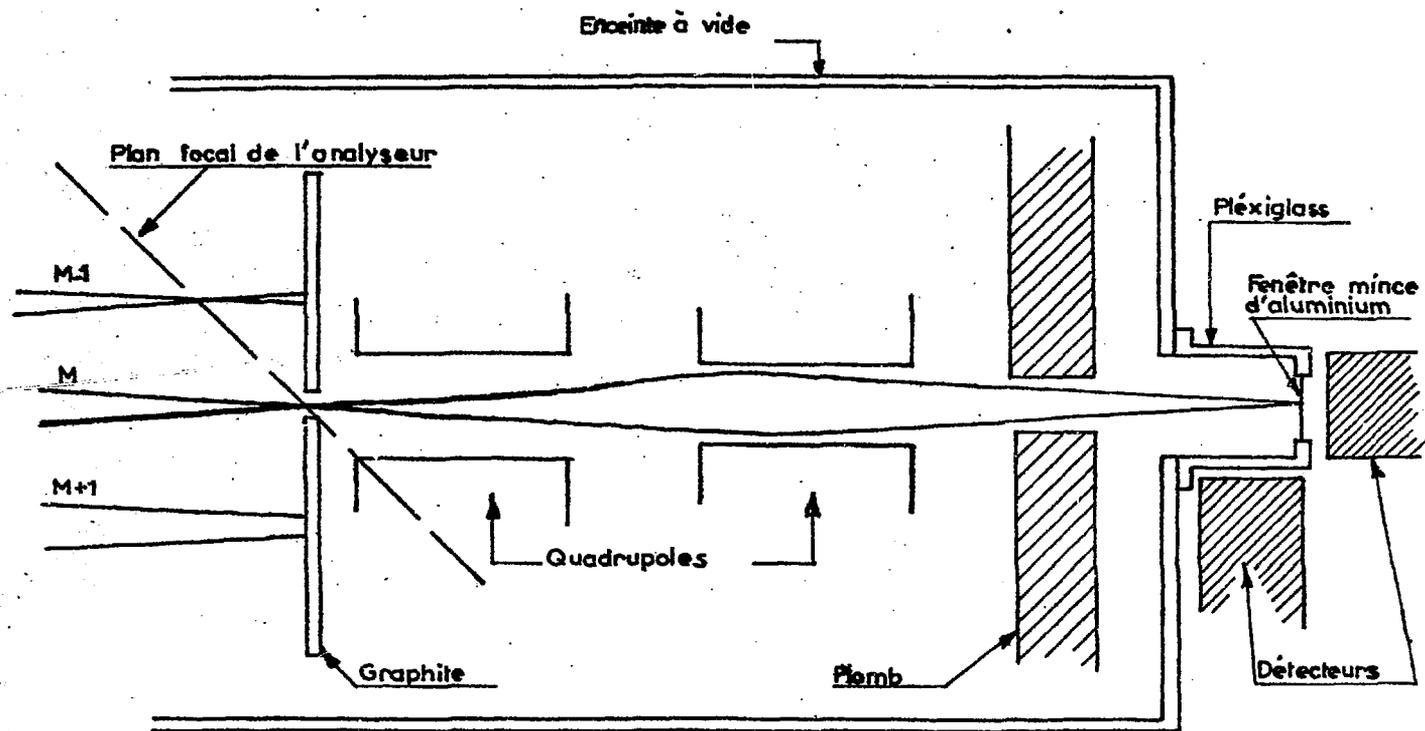


Fig. 17 - Schéma du dispositif de focalisation

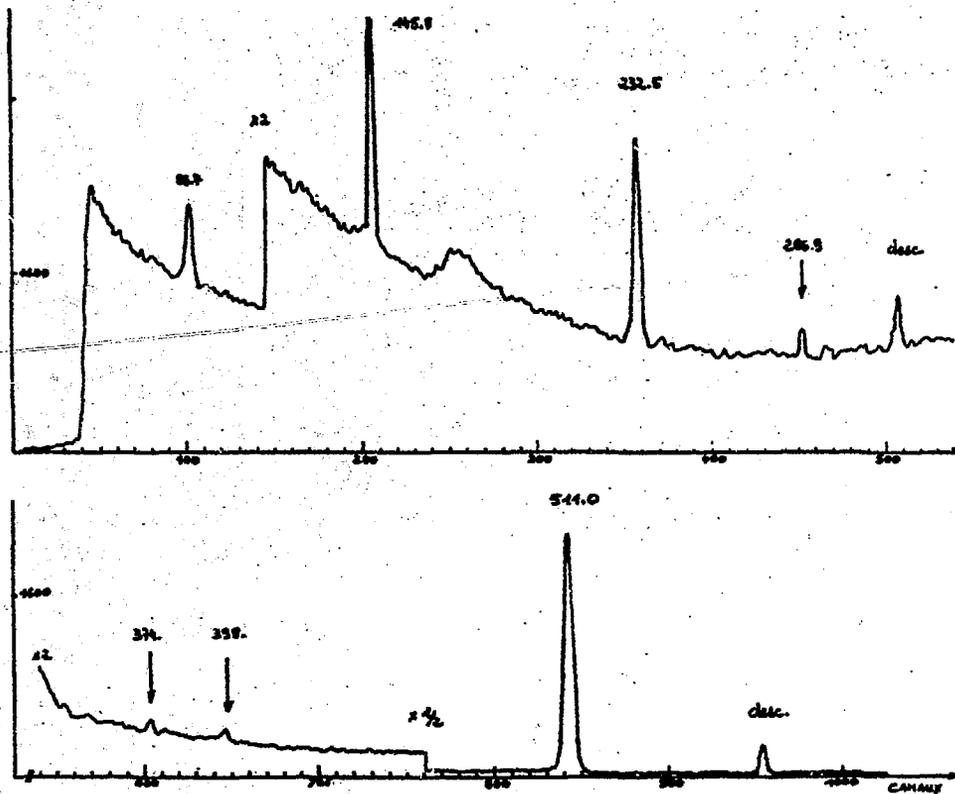


Fig. 13 - Spectra de photons gamma obtenu dans la désintégration $^{69}\text{As} \rightarrow ^{69}\text{Ge}$.

Dernière page d'une thèse

VU

Grenoble, le 29 juin 1972

le Président de la thèse

M. Maunula

VU, et permis d'imprimer,

Grenoble, le

le Président de l'Université
Scientifique et Médicale