

# THÈSE

PRÉSENTÉE À

L'UNIVERSITÉ DE BORDEAUX I

ÉCOLE DOCTORALE DES SCIENCES PHYSIQUES  
ET DE L'INGÉNIEUR

Par **Jean Charles THOMAS**

POUR OBTENIR LE GRADE DE

**DOCTEUR**

SPÉCIALITÉ : NOYAUX, ATOMES, AGRÉGATS ET PLASMAS

---

## **Spectroscopie des noyaux légers déficitaires en neutrons :**

- Etude des noyaux  $^{21}\text{Mg}$ ,  $^{25}\text{Si}$  et  $^{26}\text{P}$
  - Approche systématique du phénomène de l'asymétrie miroir
  - Conception d'un détecteur à gaz pour l'étude de la radioactivité 2 protons
- 

Soutenue le : 1<sup>er</sup> Octobre 2002

Devant la commission d'examen formée de :

MM. Y. Blumenfeld, Directeur de recherche, IPN Orsay  
E. Roeckl, Professeur, GSI Darmstadt

Rapporteurs

P. Quentin, Professeur, Université de Bordeaux I  
B. Blank, Directeur de Recherche, CENBG

Président du Jury  
Directeur de thèse

B. Haas, Directeur de Recherche, CENBG  
F. de Oliveira-Santos, Chargé de Recherche, GANIL

Examineurs

*au soleil de ma vie*

*à Lulu, Bertram, Jérôme et Jean-Louis*



# Remerciements

Il est d'usage de commencer par remercier le Directeur de son laboratoire d'accueil et je m'y prête d'autant plus volontiers que j'ai pu travailler au C.E.N.B.G dans d'excellentes conditions (tellement bonnes que j'y aurai presque passé quatre années!). Si vous avez l'opportunité de venir faire un tour par ici, ne la laissez pas passer : vous ne manquerez pas de tomber sous le charme de l'endroit et d'apprécier les gens qui y travaillent.

C'est à ces derniers que vont en second mes remerciements. Les personnels administratifs de ce laboratoire m'ont été d'un grand secours tout au long de ma thèse et je leur en sais infiniment gré. J'adresse une mention particulière à notre standardiste, Lulu, dont le constant sourire et la perpétuelle bonne humeur ont éclairé chacune de mes journées.

Vous verrez dans ce qui suit qu'au nécessaire travail d'analyse qui fait le coeur de toute thèse pour peu qu'on soit expérimentateur, j'ai eu l'opportunité de réfléchir à la conception d'un détecteur. J'ai ainsi eu la chance et le plaisir de travailler avec les services informatique, mécanique et électronique du laboratoire. Je n'ai que ces trois mots pour caractériser les personnes que j'ai pu mettre à contribution : amabilité, disponibilité et compétences. Vous tous, soyez remerciés de votre parfaite écoute et de l'aide que vous m'avez apportées.

J'ai pour toi particulièrement, Jean-Louis, une reconnaissance que justifierait amplement le chapitre de cette thèse relatif à l'équipement électronique et au programme d'acquisition associés au détecteur et dont tu es indubitablement le «père». Tu sais, je pense, que cette reconnaissance ne s'arrête pas là et qu'il nous reste un bon bout de chemin à faire ensemble ; tu ne seras pas surpris si je dis ici toute l'affection que j'ai pour toi.

C'est une grande chance que j'ai eu en tant que membre du Groupe Noyaux Exotiques du CENBG que de participer à des expériences dans les laboratoires européens parmi les meilleurs (GANIL à Caen, GSI à Darmstadt, Université de Jyväskylä). Dans le cadre de mon travail de thèse, il m'a été également possible de me rendre plusieurs fois à l'IREs de Strasbourg, de passer deux mois au Canada dans le laboratoire TRIUMF et d'aller à Oslo rencontrer des industriels. Si j'ajoute à ces nombreux voyages plusieurs participations aux Rencontres Jeunes Chercheurs et à

l'Ecole Joliot Curie, vous comprendrez que je me félicite de ces trois années de thèse au regard de l'enrichissement personnel qu'elles m'ont offert.

Plutôt que de dresser ici la liste forcément non-exhaustive des gens que j'ai pu rencontrer et dont j'ai tant appris, je veux remercier celui qui a rendu cela possible : à toi Bertram qui fut mon directeur de thèse, je t'adresse ces très formels remerciements. Tu dois bien te douter par ailleurs que la grande estime que j'ai pour toi tient plus encore à ta gentillesse et à ta disponibilité (toutes choses qu'en vain j'ai souvent mises à l'épreuve de ta patience) qu'au respect que j'ai pour la profondeur de ton savoir et le caractère utile et pragmatique de tes conseils. De cela aussi j'aurai beaucoup profité, tant sur le plan professionnel que personnel.

Mon pauvre Jérôme te voilà repoussé tout en bas de l'échelle des remerciements. Je n'ai pas besoin, j'espère, de te dire dans quel sens il convient de la gravir ! Puisque j'ai eu cet insigne bonheur de t'avoir eu comme ami tout autant que comme collègue ces dernières années, je te remercie doublement d'avoir été constamment là, fidèle et attentif. Merci de la constance et de la richesse de ton amitié.

Mon dernier mot sera pour remercier les membres du Jury et les correcteurs tout autant scrupuleux quoi que plus officieux qui ont activement contribué à la rédaction de ce manuscrit.

# Table des matières

<b>Introduction</b>	<b>17</b>
<b>1 Radioactivité des noyaux légers déficités en neutrons</b>	<b>19</b>
1.1 Notion de stabilité	19
1.1.1 Durée de vie	19
1.1.2 Energie de liaison	19
1.2 Les différents modes de radioactivité	20
1.2.1 Désintégration $\beta$	20
1.2.2 Emission retardée de particules	21
1.2.3 Emission directe de particules	23
1.3 Radioactivité des noyaux légers déficités en neutrons	24
<b>2 Etude spectroscopique des noyaux <math>^{21}\text{Mg}</math>, <math>^{25}\text{Si}</math> et <math>^{26}\text{P}</math></b>	<b>29</b>
2.1 Procédure expérimentale	29
2.1.1 Production et séparation des noyaux d'intérêt	29
2.1.2 Dispositif de détection	30
2.1.3 Etalonnage en énergie des détecteurs	32
2.1.4 Efficacité de détection	42
2.1.5 Nombre de noyaux implantés	48
2.1.6 Détermination des intensités des processus radioactifs	56
2.2 Analyse des données spectroscopiques	66
2.2.1 Analyse des spectres en énergie	66
2.2.2 Durée de vie de $^{26}\text{P}$	113
2.3 Interprétation des résultats	118
2.3.1 Schémas de décroissance	119
2.3.2 Répartition des forces de Fermi et de Gamow-Teller	123
2.3.3 Asymétrie miroir	127
2.4 Conclusion	131
<b>3 Asymétrie miroir</b>	<b>135</b>
3.1 Asymétrie miroir dans les noyaux légers de nombre de masse $A \leq 40$	136
3.1.1 Etablissement d'une première systématique	136
3.1.2 Traitement de l'asymétrie miroir par les expérimentateurs	138
3.1.3 Nouvelle systématique des valeurs du paramètre d'asymétrie $\delta$	140
3.2 Origines structurelles de l'asymétrie miroir	141
3.2.1 Défaut de recouvrement	142

3.2.2	Mélange de configurations d'isospin . . . . .	149
3.2.3	Conclusions sur l'origine structurelle de l'asymétrie miroir . . . . .	150
<b>4</b>	<b>Conception d'un détecteur pour l'étude de la radioactivité <math>2p</math>: la «TPC»</b>	<b>153</b>
4.1	Radioactivité $2p$ . . . . .	153
4.1.1	Principe du mode de radioactivité ${}^2He$ . . . . .	154
4.1.2	Motivation scientifique . . . . .	155
4.2	Conception d'un nouveau type de détecteur . . . . .	155
4.2.1	Choix d'un détecteur de type MGWC . . . . .	156
4.2.2	Contraintes expérimentales . . . . .	159
4.2.3	Etude d'un prototype . . . . .	160
4.3	Plan de développement . . . . .	165
4.3.1	Lecture des voies de sortie du détecteur . . . . .	166
4.3.2	Perspectives . . . . .	167
	<b>Conclusion</b>	<b>171</b>
<b>A</b>	<b>Eléments de théorie de la désintégration <math>\beta</math></b>	<b>173</b>
A.1	Description de la désintégration $\beta$ . . . . .	173
A.1.1	Perspectives historiques . . . . .	173
A.1.2	Description opératoire . . . . .	174
A.1.3	Règles de sélection . . . . .	176
A.1.4	Classification des transitions $\beta$ . . . . .	177
A.2	Théorie V-A . . . . .	178
A.2.1	Justification de l'appellation . . . . .	178
A.2.2	Règles de sélection pour les transitions permises . . . . .	180
A.2.3	Durées de vie comparées . . . . .	181
A.2.4	Corrections du modèle simplifié . . . . .	182
A.2.5	Problèmes de physique fondamentale . . . . .	185
A.3	Courants de seconde classe dans l'interaction faible . . . . .	189
A.3.1	Courants induits dans l'approximation d'impulsion . . . . .	189
A.3.2	Courants de seconde classe . . . . .	190
<b>B</b>	<b>Asymétrie miroir pour les noyaux de nombre de masse <math>A \leq 40</math></b>	<b>193</b>
B.1	Critères d'établissement de la systématique . . . . .	193
B.2	Calcul de $\log(ft)$ . . . . .	194
B.2.1	Les références . . . . .	194
B.2.2	Le formalisme . . . . .	195
B.3	Valeurs du paramètre d'asymétrie expérimental $\delta$ . . . . .	198
B.4	Schémas de décroissance des couples de noyaux miroir . . . . .	201

# Liste des tableaux

1.1	Les différents modes de désintégration $\beta$ . . . . .	21
1.2	Chaleur de réaction des désintégrations $\beta$ . . . . .	21
1.3	Règles de sélection pour les transitions $\beta$ permises . . . . .	25
2.1	Profondeur d'implantation des noyaux en E3 . . . . .	33
2.2	Emissions retardées de protons utilisées pour l'étalonnage en énergie du détecteur E3 . . . . .	37
2.3	Transitions $\gamma$ utilisées pour l'étalonnage en énergie du détecteur germanium . . . . .	40
2.4	Nombre de noyaux $^{21}\text{Mg}$ produits . . . . .	51
2.5	Nombre de noyaux $^{24}\text{Al}$ et $^{25}\text{Si}$ produits . . . . .	52
2.6	Taux de production relatifs des contaminants de $^{26}\text{P}$ . . . . .	54
2.7	Nombre de noyaux $^{26}\text{P}$ produits . . . . .	56
2.8	Efficacités de coïncidence individuelles . . . . .	63
2.9	Efficacités de coïncidence moyennes . . . . .	63
2.10	Données connues de la décroissance $\beta$ de $^{21}\text{Mg}$ . . . . .	70
2.11	Décroissance $\beta-p$ de $^{21}\text{Mg}$ . . . . .	73
2.12	Energie des états émetteurs proton de $^{21}\text{Na}$ . . . . .	74
2.13	Intensités absolues des raies $\gamma$ dans la désintégration de $^{21}\text{Na}$ . . . . .	78
2.14	Intensités absolues corrigées des raies $\gamma$ à 332 et 351 keV dans la désintégration de $^{21}\text{Na}$ . . . . .	79
2.15	Taux d'alimentation $\beta$ des états liés de $^{21}\text{Na}$ . . . . .	80
2.16	Données connues de la décroissance $\beta$ de $^{25}\text{Si}$ . . . . .	82
2.17	Décroissance $\beta-p$ de $^{25}\text{Si}$ . . . . .	84
2.18	Energie des états émetteurs proton de $^{25}\text{Al}$ . . . . .	86
2.19	Intensités absolues des raies $\gamma$ dans la désintégration de $^{25}\text{Si}$ . . . . .	89
2.20	Taux d'alimentation $\beta$ des états liés de $^{25}\text{Al}$ . . . . .	90
2.21	Données connues de la décroissance $\beta$ de $^{26}\text{P}$ . . . . .	93
2.22	Décroissance $\beta-(2)p$ de $^{26}\text{P}$ . . . . .	96
2.23	Energie des états émetteurs proton de $^{26}\text{Si}$ . . . . .	101
2.24	Récapitulatif des raies $\gamma$ dans la désintégration de $^{26}\text{P}$ . . . . .	108
2.25	Intensités absolues des raies $\gamma$ dans la décroissance $\beta$ de $^{26}\text{P}$ . . . . .	109
2.26	Taux d'alimentation des états liés de $^{26}\text{Si}$ . . . . .	110
2.27	Comparaison des taux d'alimentation des états excités peuplés dans la décroissance $\beta-(2)p$ de $^{26}\text{P}$ dans une analyse en $\gamma$ et en proton. . . . .	113
2.28	Partition des taux d'alimentation $\beta$ dans la décroissance des noyaux $^{21}\text{Mg}$ , $^{25}\text{Si}$ et $^{26}\text{P}$ . . . . .	123



2.29	Asymétrie miroir pour les noyaux $^{21}\text{Mg}$ , $^{25}\text{Si}$ et $^{26}\text{P}$ . . . . .	130
3.1	Valeurs moyennes du paramètre d'asymétrie miroir . . . . .	140
3.2	Energies de séparation des derniers nucléons des noyaux miroir . . . .	143
3.3	Contribution des effets d'énergie de liaison à l'asymétrie miroir . . . .	148
A.1	Règles de sélection générales pour la désintégration $\beta$ . . . . .	176
A.2	Classification des transitions $\beta$ . . . . .	177
B.1	Valeurs de $Q_\beta$ et durées de vie expérimentales des noyaux miroir de masse $A \leq 40$ . . . . .	199
B.2	Systématique des valeurs de $\delta$ ( $A \leq 40$ ) . . . . .	200
B.3	Références bibliographiques pour la spectroscopie des noyaux miroir .	202

# Table des figures

1	$^{26}\text{P}$ , un noyau exotique. . . . .	13
1.1	Excès de masse atomiques des noyaux légers . . . . .	22
1.2	Emission retardée de particules . . . . .	23
1.3	Emission directe 1p et 2p . . . . .	24
1.4	Désintégration des noyaux légers déficients en neutrons . . . . .	25
2.1	Production et séparation des noyaux exotiques. . . . .	30
2.2	Dispositif de détection. . . . .	31
2.3	Spectres de perte d'énergie des noyaux $^{21}\text{Mg}$ dans les détecteurs d'identification. . . . .	33
2.4	Etalonnage en perte d'énergie du détecteur d'implantation E3. . . . .	34
2.5	Déplacement en énergie des pics proton du fait de la perte d'énergie des positons. . . . .	35
2.6	Déplacement en énergie des pics proton du fait de la profondeur d'implantation des noyaux. . . . .	36
2.7	Etalonnage en énergie du détecteur E3. . . . .	38
2.8	Précision de l'étalonnage en énergie du détecteur E3. . . . .	39
2.9	Courbes d'étalonnage des différents secteurs du détecteur germanium. . . . .	41
2.10	Précision en énergie et résolution des raies $\gamma$ après étalonnage du détecteur germanium. . . . .	42
2.11	Efficacités individuelles de détection des différents secteurs du détecteur germanium. . . . .	43
2.12	Comparaison des efficacités individuelles des différents secteurs du détecteur germanium. . . . .	44
2.13	Efficacité totale de détection du détecteur germanium. . . . .	45
2.14	Simulation de l'efficacité de détection des protons par le détecteur E3. . . . .	47
2.15	Matrices d'identification de $^{21}\text{Mg}$ . . . . .	49
2.16	Nombre de noyaux $^{21}\text{Mg}$ produits. . . . .	51
2.17	Identification des contaminants du noyau $^{26}\text{P}$ . . . . .	53
2.18	Matrices d'identification des noyaux $^{26}\text{P}$ . . . . .	54
2.19	Nombre de noyaux $^{26}\text{P}$ produits. . . . .	55
2.20	Détermination de l'efficacité de coïncidence pour $^{21}\text{Mg}$ . . . . .	60
2.21	Détermination de l'efficacité de coïncidence pour $^{25}\text{Si}$ . . . . .	61
2.22	Détermination de l'efficacité de coïncidence pour $^{26}\text{P}$ . . . . .	62
2.23	Spectre de décroissance $\gamma$ dans la désintégration de $^{24}\text{Al}$ . . . . .	65

2.24	Détermination des rapports d'embranchement à partir des intensités absolues des transitions observées. . . . .	68
2.25	Spectre de décroissance $\beta-p$ de $^{21}\text{Mg}$ conditionné par E4 . . . . .	71
2.26	Pics à 3.5 MeV dans la décroissance $\beta-p$ de $^{21}\text{Mg}$ . . . . .	72
2.27	Spectre de décroissance $\gamma$ dans la désintégration de $^{21}\text{Mg}$ . . . . .	76
2.28	Transitions $\gamma$ dans la décroissance de $^{21}\text{Mg}$ . . . . .	77
2.29	Spectre de décroissance $\beta-p$ de $^{21}\text{Mg}$ conditionné par E4 et par la raie $\gamma$ à 1634 keV . . . . .	81
2.30	Spectre de décroissance $\beta-p$ de $^{25}\text{Si}$ , conditionné par E4 . . . . .	83
2.31	Spectre de décroissance $\gamma$ dans la désintégration de $^{25}\text{Si}$ . . . . .	87
2.32	Transitions $\gamma$ dans la décroissance de $^{25}\text{Si}$ . . . . .	88
2.33	Spectre de décroissance $\beta-p$ de $^{25}\text{Si}$ conditionné par E4 et par la raie $\gamma$ à 1369 keV . . . . .	91
2.34	Spectre de décroissance $\beta-p$ de $^{26}\text{P}$ , conditionné par E4 . . . . .	94
2.35	Ajustements gaussiens opérés sur le spectre de décroissance $\beta-p$ du $^{26}\text{P}$ , conditionné par E4 . . . . .	95
2.36	Premier jeu de raies $\gamma$ obtenues en coïncidence avec les pics proton de $^{26}\text{P}$ conditionnés par le détecteur E4 . . . . .	97
2.37	Second jeu de raies $\gamma$ obtenues en coïncidence avec les pics proton de $^{26}\text{P}$ conditionnés par le détecteur E4 . . . . .	98
2.38	Spectre de décroissance $\beta-p$ de $^{26}\text{P}$ conditionné par E4 et par les raies $\gamma$ caractéristiques des noyaux $^{24}\text{Mg}$ et $^{25}\text{Al}$ . . . . .	99
2.39	Spectre de décroissance $\gamma$ dans la désintégration de $^{26}\text{P}$ . . . . .	105
2.40	Transitions $\gamma$ dans la décroissance de $^{26}\text{P}$ . . . . .	106
2.41	Durée de vie de $^{26}\text{P}$ , 1 <sup>ère</sup> approche . . . . .	115
2.42	Durée de vie de $^{26}\text{P}$ , 2 <sup>ème</sup> approche . . . . .	116
2.43	Durée de vie de $^{26}\text{P}$ , 3 <sup>ème</sup> approche . . . . .	117
2.44	Schéma de décroissance de $^{21}\text{Mg}$ . . . . .	119
2.45	Schéma de décroissance de $^{25}\text{Si}$ . . . . .	120
2.46	Schéma de décroissance de $^{26}\text{P}$ . . . . .	121
2.47	Répartition de la force de Gamow-Teller dans la désintégration $\beta$ de $^{21}\text{Mg}$ . . . . .	124
2.48	Répartition de la force de Gamow-Teller dans la désintégration $\beta$ de $^{25}\text{Si}$ . . . . .	125
2.49	Répartition de la force de Gamow-Teller dans la désintégration $\beta$ de $^{26}\text{P}$ . . . . .	126
2.50	Schémas de décroissance comparés des couples de noyaux miroir de ( $^{21}\text{F}; ^{21}\text{Mg}$ ) et de ( $^{25}\text{Na}; ^{25}\text{Si}$ ) . . . . .	128
2.51	Schémas de décroissance comparés des noyaux miroir $^{26}\text{Na}$ et $^{26}\text{P}$ . . . . .	129
2.52	Dispositif de détection amélioré pour l'étude spectroscopique des noyaux légers déficités en neutrons . . . . .	134
3.1	Systématique du paramètre d'asymétrie miroir $\delta$ en 1970 . . . . .	137
3.2	Systématique du paramètre d'asymétrie miroir $\delta$ en 1993 . . . . .	139
3.3	Systématique du paramètre d'asymétrie miroir $\delta$ en 2002 . . . . .	141
3.4	Défaut de recouvrement dans les transitions miroir . . . . .	144

3.5	Evolution du paramètre d'asymétrie $\delta$ avec le moment angulaire total	146
3.6	Evolution du paramètre d'asymétrie $\delta$ avec le taux de recouvrement	147
4.1	Schéma de principe du processus d'émission ${}^2He$	154
4.2	Principe de fonctionnement d'un détecteur MGWC	157
4.3	Restitution de la courbe de Bragg associée à la perte d'énergie de particules ionisantes	158
4.4	Développement temporel de la courbe de Bragg associée à la perte d'énergie de particules ionisantes	159
4.5	Vue schématique du dispositif de détection de la radioactivité $2p$	161
4.6	Dispositif expérimental de test du prototype de détecteur MGWC	162
4.7	Dispositif électronique de test du prototype de détecteur MGWC	163
4.8	Résultats préliminaires des tests du prototype de détecteur MGWC	164
4.9	Schéma de principe des ASICs VA32-HDR2 et TAT2	167
4.10	Architecture globale du système de lecture et d'acquisition des signaux délivrés par le détecteur MGWC.	168
A.1	Validité de l'hypothèse CVC	187
B.1	Noyaux miroir : ( $A = 8; T = 1$ )	203
B.2	Noyaux miroir : ( $A = 9; T = \frac{3}{2}$ )	203
B.3	Noyaux miroir : ( $A = 12; T = 1$ )	204
B.4	Noyaux miroir : ( $A = 13; T = \frac{3}{2}$ )	204
B.5	Noyaux miroir : ( $A = 17; T = \frac{3}{2}$ )	205
B.6	Noyaux miroir : ( $A = 20; T = 1$ )	206
B.7	Noyaux miroir : ( $A = 20; T = 2$ )	207
B.8	Noyaux miroir : ( $A = 21; T = \frac{3}{2}$ )	208
B.9	Noyaux miroir : ( $A = 22; T = 2$ )	209
B.10	Noyaux miroir : ( $A = 24; T = 1$ )	210
B.11	Noyaux miroir : ( $A = 25; T = \frac{3}{2}$ )	211
B.12	Noyaux miroir : ( $A = 26; T = 2$ )	212
B.13	Noyaux miroir : ( $A = 28; T = 1$ )	213
B.14	Noyaux miroir : ( $A = 31; T = \frac{5}{2}$ )	214
B.15	Noyaux miroir : ( $A = 33; T = \frac{3}{2}$ )	215
B.16	Noyaux miroir : ( $A = 35; T = \frac{3}{2}$ )	216
B.17	Noyaux miroir : ( $A = 35; T = \frac{5}{2}$ )	217



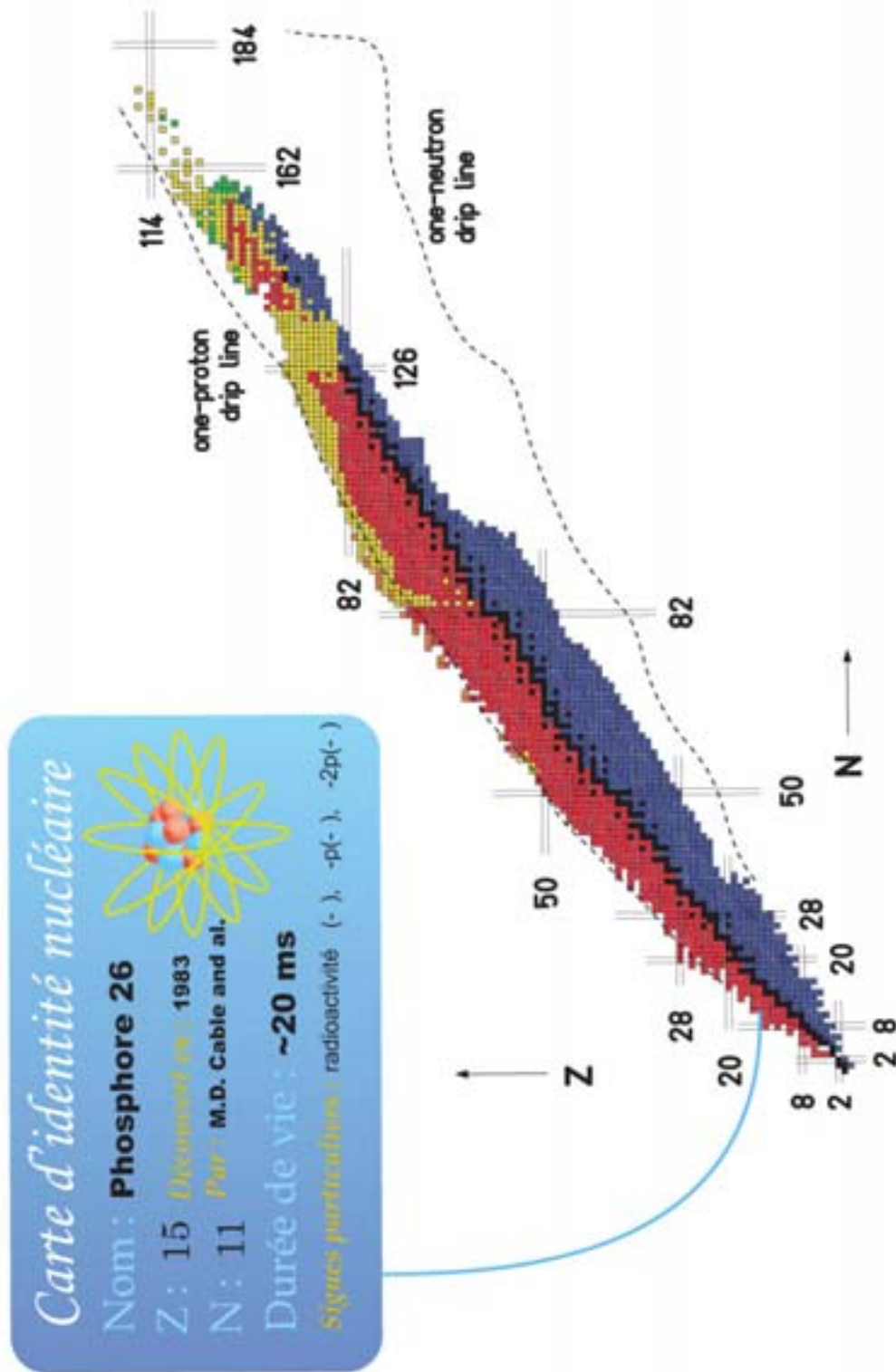


FIG. 1:  $^{26}\text{P}$ , un noyau exotique



# Avant-propos

La vivacité de la recherche en Physique Nucléaire tient historiquement dans le dialogue incessant que mènent les deux domaines de l'expérimentation et de la description théorique des phénomènes naturels. On peut distinguer trois mouvements ou, si l'on préfère, trois modes de discussion entre les deux pans de la discipline. Le premier part de la découverte de phénomènes physiques et commande aux théoriciens l'élaboration de modèles en permettant la compréhension. Le second établit à l'inverse des prédictions théoriques et invite l'expérimentateur à en vérifier l'exactitude. Le dernier prend la forme d'un échange constant entre expérimentateurs et théoriciens, la croissante précision des observations des uns donnant continuellement matière à l'affinement des descriptions des autres et inversement.

Le premier mouvement initié à l'aube du  $XX^{eme}$  siècle par la découverte de la radioactivité a fait de la Physique Nucléaire une Science à part entière. Son prolongement sous la forme d'une véritable zoologie des éléments constitutifs de la matière a permis d'asseoir les bases théoriques des lois qui la gouvernent. Les constituants élémentaires de la matière et les forces qui les lient sont ainsi décrits de façon satisfaisante dans le cadre du «**modèle standard**». La structuration de ces constituants en noyaux atomiques est pareillement décrite avec succès par le **modèle en couches**. Le monde qui nous entoure n'est pas sans réserver des surprises pour autant et nombre d'observations expérimentales continuent de réclamer des explications théoriques qui n'apparaissent pas comme de simples raffinements. La découverte inattendue d'un phénomène physique est un premier moteur pour la recherche scientifique ; la question nouvelle posée au théoricien est un premier ressort du dynamisme de la Recherche.

En un siècle, l'expérimentation en physique nucléaire a étendu son champ d'investigation presque aux limites d'existence de la matière et les perspectives de découvertes fondamentales s'amenuisent. Tous cherchent les signes annonciateurs d'une «nouvelle physique».

Le second mouvement, parce qu'il place l'expérimentateur devant un double défi conceptuel et technique, a souvent permis les avancées les plus remarquables et les découvertes les plus retentissantes. Qu'on songe à la production d'éléments super-lourds ou super-déformés, à l'observation de noyaux doublement magiques ou à celle de modes très rares de radioactivité, l'aiguillon que constitue pour l'expérimentateur une prédiction théorique est un second moteur efficace pour la recherche en physique nucléaire.

Les modèles élaborés sur la base de premières observations expérimentales ayant



---

permis d'asseoir la compréhension de la matière dans ses traits les plus grossiers, ces mêmes modèles en conjecturent les propriétés les plus intimes et les plus exotiques. A charge pour l'expérimentateur de valider ces prédictions ou de les infirmer, c'est-à-dire de nous conforter dans l'assurance de notre savoir ou au contraire de nous inciter à le remettre en question.

Le dernier mouvement est marqué par un constant va et vient entre les deux pans de la discipline. Il est peut être celui qui assure le mieux son dynamisme parce qu'il accorde les préoccupations des uns à celles des autres. Il n'est motivé ni par le vertige de la découverte ni n'a vocation à poser des questions auxquelles on sait par avance qu'il sera difficile de répondre faute de moyens techniques adaptés. Son intérêt est de faire progresser de front l'un et l'autre bords par petits assauts successifs. Sa stratégie réconcilie les participants et fédère les énergies autour de projets communs.

# Introduction

Depuis près de cinquante ans, d'importants moyens humains et technologiques ont été engagés dans la production et l'étude des noyaux radioactifs. Le champ d'investigation des physiciens nucléaires s'est ainsi considérablement élargi, tant du côté des noyaux riches en neutrons que de celui des noyaux riches en protons. Une question essentielle motive cette vaste entreprise : comment la nature s'accommode-t-elle de noyaux dont on présage que la composition nucléonique met au défi les règles qui assurent la stabilité de ceux qui nous entourent ? Pour y répondre, l'étude de tels noyaux porte à la fois sur la notion de *structure nucléaire* et sur celle de *mécanisme de désintégration*.

La première orientation vise à décrire le mode d'arrangement des nucléons dans ces noyaux très instables. En particulier, elle confronte leur structure interne à celle des noyaux stables (naturels) dont la compréhension de la structure repose sur des modélisations largement éprouvées.

La seconde approche s'intéresse à l'expression de l'instabilité des noyaux au travers de leurs propriétés radioactives. La singularité des modes de décroissance observés peut en effet révéler les traits les plus intimes des interactions fondamentales oeuvrant dans le noyau.

Dans certains cas, les deux études peuvent être menées simultanément. Les caractéristiques structurelles de noyaux instables sont alors mises en lumière par l'observation des modes de décroissance des noyaux plus instables encore dont ils sont les produits.

Les noyaux légers déficitaires en neutrons sont des candidats de choix pour de telles études. D'une part, leur faible masse permet de les produire en grande quantité dans la fragmentation de noyaux stables accélérés. D'autre part, le surcroît de protons au regard du nombre de neutrons donne aux forces nucléaires d'origine coulombienne un rôle prépondérant. La limite d'existence des noyaux déficitaires en neutrons peut ainsi être abordée plus facilement que celle des noyaux riches en neutrons.

Ce travail de thèse porte sur l'étude de tels noyaux.  $^{21}\text{Mg}$ ,  $^{25}\text{Si}$  et  $^{26}\text{P}$  comptent tous un excédent de protons et le dernier d'entre eux est l'isotope du phosphore le plus déficient en neutrons qui ait été observé. Ces trois noyaux se transforment par émission  $\beta$  avec une durée de vie de l'ordre de quelques dizaines de millisecondes. Lorsque les noyaux produits dans leur désintégration sont peuplés dans des états excités, l'observation de la décroissance  $\beta$ -retardée de ces états donne accès à la structure de ces noyaux. Les techniques de détection mises en oeuvre permettent d'étudier l'ensemble des modes de décroissance des noyaux précurseurs. Leur étude, ainsi que l'image de la structure nucléaire des noyaux produits dans la désintégration

$\beta$  constitue l'élément essentiel de cet écrit.

Le premier chapitre situe les noyaux étudiés dans le champ plus large des noyaux instables connus. Il introduit la notion de processus d'émission retardée qui constitue leur mode de décroissance.

Le second chapitre décrit l'expérience réalisée auprès du Grand Accélérateur National d'Ions Lourds (GANIL) de Caen qui a rendu possible l'étude de ces noyaux. L'analyse des données de la désintégration de  $^{21}\text{Mg}$ ,  $^{25}\text{Si}$  et  $^{26}\text{P}$  y est développée. Les résultats de cette analyse sont alors comparés aux prédictions théoriques.

Le troisième chapitre traite de la question de l'asymétrie miroir soulevée par les analyses précédentes. L'étude systématique de ce phénomène dans les noyaux légers (avec  $A \leq 40$ ) conduit à une réflexion sur l'action des forces nucléaires ne conservant pas l'isospin.

Le dernier chapitre décrit les premières étapes de la conception d'un détecteur dédié à l'étude de la radioactivité  $^2\text{He}$ . Ce mode particulier de désintégration pourrait mettre en lumière la nature de l'interaction forte entre les protons du noyau.

# Chapitre 1

## Radioactivité des noyaux légers déficients en neutrons

### 1.1 Notion de stabilité

L'instabilité d'un noyau transparaît dans le phénomène de radioactivité dont le temps caractéristique donne la durée de vie du noyau. La radioactivité traduit un bouleversement de la constitution nucléonique du noyau visant à lui conférer une plus grande énergie de liaison, donc une plus grande stabilité.

#### 1.1.1 Durée de vie

Les noyaux stables ont des durées de vie sinon infinies du moins trop longues pour être mesurables expérimentalement. Ils sont représentés par des carrés de couleur noire sur la figure 1 et définissent une zone étirée appelée «vallée de stabilité». Cette zone marque un équilibre entre le nombre de protons et de neutrons. Lorsque l'équilibre est rompu par l'accroissement du nombre relatif de protons ou de neutrons, les noyaux deviennent de plus en plus instables. Lorsque l'on s'éloigne de la vallée de stabilité vers la gauche ou vers la droite, la durée de vie des noyaux varie ainsi entre plusieurs milliards d'années et quelques millisecondes. Aux limites de la stabilité, le rapport du nombre de protons et de neutrons dans le noyau atteint des proportions extrêmes. Les derniers nucléons sont non liés et la durée de vie des noyaux est si courte que l'expérimentateur n'a plus la possibilité de les observer avant leur désintégration. On atteint là les limites d'existence des noyaux. On appelle «noyaux exotiques» les noyaux les plus éloignés de la vallée de stabilité.

#### 1.1.2 Energie de liaison

L'énergie de liaison est définie comme la différence de masse entre les constituants du noyau pris séparément et le noyau nu. L'énergie «perdue» par les nucléons lorsqu'ils sont assemblés dans le noyau correspond à la dépense d'énergie mise en jeu pour en assurer la cohésion. H. Bethe et C. F. von Weizsäcker ont développé à partir du modèle de la goutte liquide une formule semi-empirique en donnant l'expression

en fonction du nombre de protons et de neutrons :

$$B(A, Z) = a_v A - a_s A^{2/3} - a_c \frac{Z^2}{A^{1/3}} - a_a \frac{(N - Z)^2}{A} \quad \text{avec} \quad \left\{ \begin{array}{l} a_v = 15.56 \text{ MeV} \\ a_s = 17.23 \text{ MeV} \\ a_c = 23.6 \text{ MeV} \\ a_a = 0.7 \text{ MeV} \end{array} \right\} \quad (1.1)$$

J'ignore ici volontairement les termes de la formule qui reproduisent les effets de couches ou d'appariement entre les nucléons. Ils renvoient en effet à la structure des noyaux (point de vue microscopique) alors que nous nous intéressons à leur constitution nucléonique (point de vue macroscopique).

Le premier terme de l'équation 1.1, appelé *énergie de volume*, est positif et il rend compte de ce que l'énergie de liaison d'un noyau augmente avec sa masse. Elle est diminuée des trois termes suivants. Le premier d'entre eux est appelé *énergie de surface*. Il traduit l'affaiblissement de l'énergie de volume par les nucléons se trouvant à la surface du noyau. Le troisième terme, appelé *énergie coulombienne*, traduit la diminution de l'énergie de liaison du fait de l'interaction coulombienne répulsive entre les protons. Le dernier terme, appelé *énergie d'asymétrie*, montre que la cohésion des noyaux légers est mieux assurée lorsqu'il y a égalité entre le nombre de protons et de neutrons. Pour un nombre  $A$  de nucléons constant, le fait d'accroître le nombre de protons ou de neutrons dans le noyau revient à augmenter la contribution des deux derniers termes de l'équation, c'est-à-dire à diminuer l'énergie de liaison. Le phénomène de radioactivité va donc viser au contraire à diminuer ces deux termes par la recherche d'un meilleur équilibre entre le nombre de protons et de neutrons.

## 1.2 Les différents modes de radioactivité

Les modes de radioactivité sont l'expression du degré d'instabilité du noyau. Ils dépendent à la fois des propriétés des forces nucléaires et de la composition du noyau. Lorsqu'on s'écarte progressivement de la vallée de stabilité, trois modes de radioactivités interviennent successivement. Dans un premier temps, les noyaux se désintègrent par émission  $\beta$ . Celle-ci s'accompagne ensuite de l'émission de particules. Aux limites d'existence des noyaux, la radioactivité prend la forme de l'émission directe de particules et pour les plus lourds d'entre eux, celle de la fission spontanée. Les noyaux légers déficitaires en neutrons dont l'étude spectroscopique est l'objet de ce travail de thèse sont soumis au second régime : l'émission retardée de particules. J'insisterai sur leur mode particulier de désintégration dans le dernier paragraphe.

### 1.2.1 Désintégration $\beta$

Le mode de radioactivité le plus répandu est la désintégration  $\beta$ . Elle relève de l'interaction faible et correspond à la transformation d'un nucléon du noyau. Le tableau 1.1 en donne les différentes déclinaisons suivant que le noyau est riche en neutrons ou riche en protons.

Type de désintégration	Nature de la transformation
Emission $\beta^-$	${}^A_Z X_N \rightarrow {}^A_{Z+1} Y_{N-1} + e^- + \bar{\nu}$
Emission $\beta^+$	${}^A_Z X_N \rightarrow {}^A_{Z-1} Y_{N+1} + e^+ + \nu$
Capture électronique	${}^A_Z X_N + e^- \rightarrow {}^A_{Z-1} Y_{N+1} + \nu$

TAB. 1.1: *Les différents modes de désintégration  $\beta$ .*

Les noyaux riches en neutrons se désintègrent par émission  $\beta^-$ . Ceci correspond à la transformation d'un neutron en un proton à l'intérieur du noyau. Elle s'accompagne de l'émission d'un électron et d'un anti-neutrino. Symétriquement, les noyaux riches en protons se désintègrent par émission  $\beta^+$ . Cette fois-ci, c'est un proton du noyau qui se transforme en un neutron. Cette transformation est accompagnée de l'émission d'un positon et d'un neutrino. La capture électronique est un processus analogue à la désintégration  $\beta^+$  au sens où elle correspond également à la transformation d'un proton en un neutron dans le noyau. Cependant, plutôt que d'émettre un positon, le noyau riche en protons capture un électron du cortège atomique. L'énergie des particules émises dans la désintégration  $\beta$  découle du bilan énergétique de la réaction. Il est donné par la chaleur de réaction  $Q_\beta$  présentée dans le tableau 1.2. Elle est obtenue dans le cas de la désintégration  $\beta^-$  et de la capture électronique

Type de désintégration	Chaleur de réaction
Emission $\beta^-$	$Q_{\beta^-} = (\Delta A_X - \Delta A_Y).c^2$
Emission $\beta^+$	$Q_{\beta^+} = (\Delta A_X - \Delta A_Y - 2.m_{e^-}).c^2$
Capture électronique	$Q_{C.E.} = (\Delta A_X - \Delta A_Y).c^2$

TAB. 1.2: *Chaleur de réaction des désintégrations  $\beta$ .*

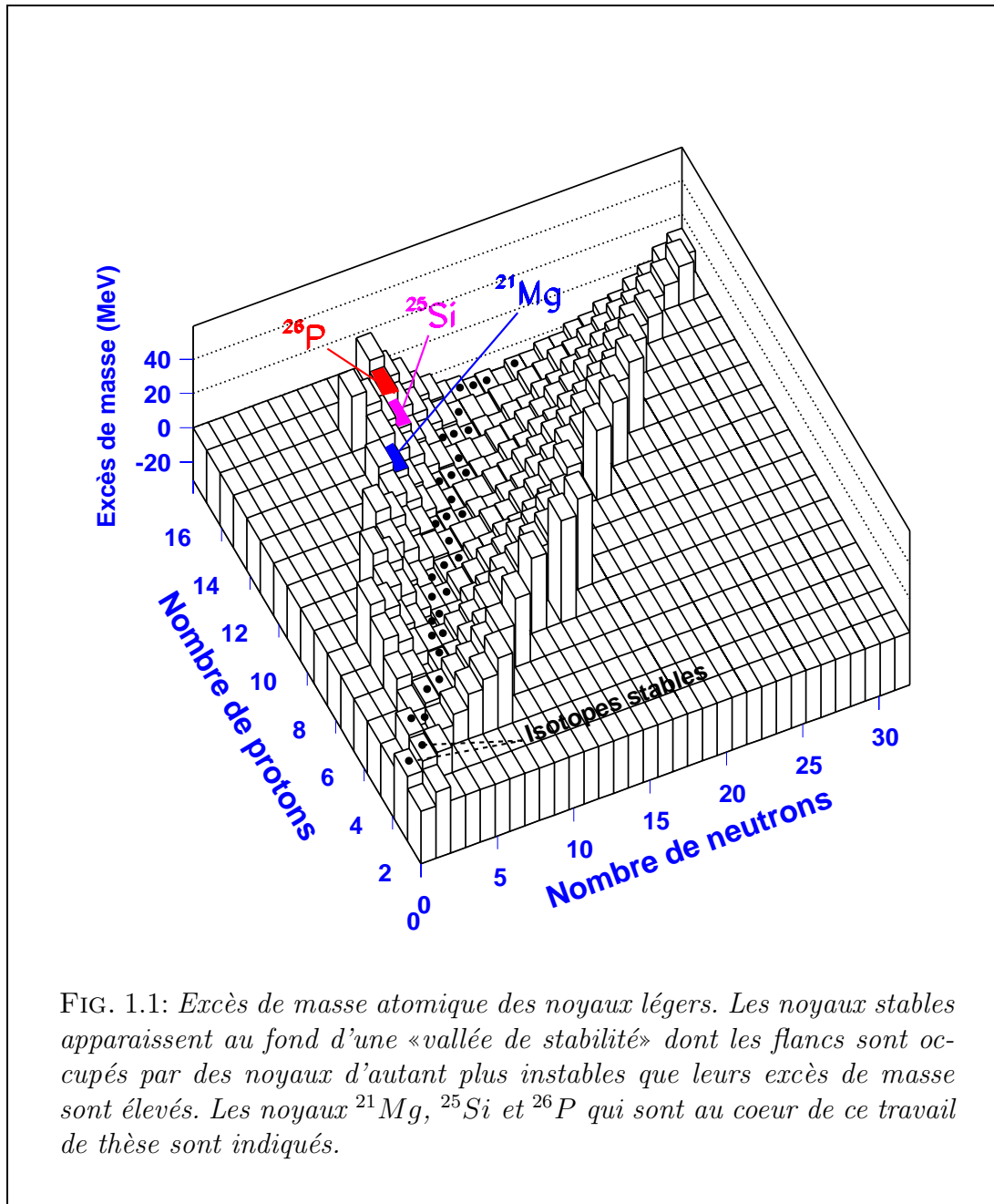
comme la différence des excès de masse atomiques entre les atomes initial et final. Dans la désintégration  $\beta^+$ , l'atome produit compte autant d'électrons que l'atome dont il est issu, c'est-à-dire un électron de plus que son noyau n'enferme de protons. En ajoutant la masse du positon émis, la chaleur de réaction associée à ce processus est obtenue comme la différence des excès de masse atomiques des atomes initial et final diminuée de deux fois la masse de l'électron (positon) soit  $1.022 \text{ MeV}$ .

La figure 1.1 montre que la différence d'excès de masse atomique augmente à mesure que l'on s'éloigne de la vallée de stabilité. L'énergie disponible dans la désintégration  $\beta$  est ainsi d'autant plus importante que les noyaux sont instables.

### 1.2.2 Emission retardée de particules

Pour un noyau donné, on définit l'énergie de séparation d'une particule comme la différence entre les énergies de liaison du noyau émetteur et du noyau résiduel. L'énergie de liaison d'un noyau étant d'autant plus faible qu'il est instable, l'énergie de séparation d'une particule tend à diminuer lorsqu'on s'éloigne de la vallée de

stabilité. Parallèlement, l'énergie disponible dans la désintégration  $\beta$  augmente, de sorte que les états peuplés dans la décroissance  $\beta$  peuvent avoir une grande énergie d'excitation.



Deux processus accompagnent alors la désintégration  $\beta$  des noyaux particulièrement instables : si l'énergie d'excitation des états peuplés est inférieure à l'énergie de séparation d'une particule, ces états se désexcitent vers l'état fondamental par émission  $\gamma$  ou par conversion interne. Ces deux processus électromagnétiques n'affectent pas la composition du noyau. Dans le cas contraire, la désintégration  $\beta$  s'accompagne de l'émission de particules. Cette situation est schématisée dans la figure 1.2.

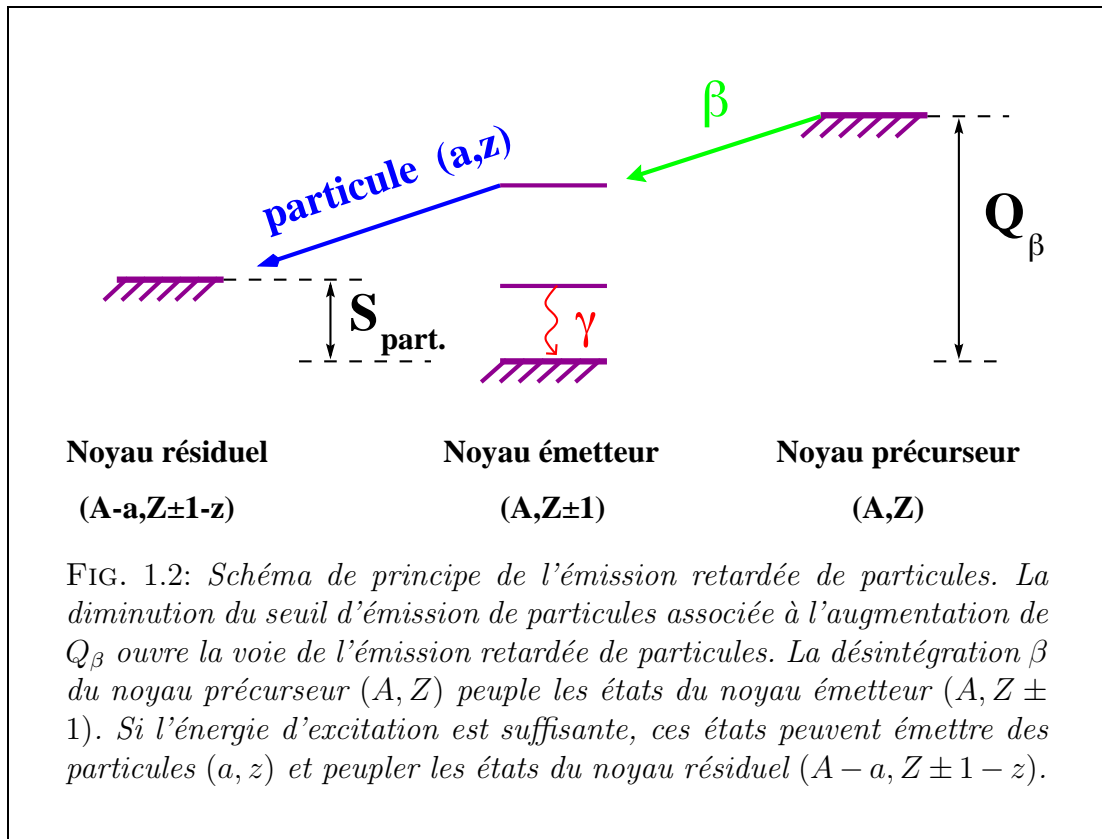


FIG. 1.2: Schéma de principe de l'émission retardée de particules. La diminution du seuil d'émission de particules associée à l'augmentation de  $Q_\beta$  ouvre la voie de l'émission retardée de particules. La désintégration  $\beta$  du noyau précurseur (A, Z) peuple les états du noyau émetteur (A, Z ± 1). Si l'énergie d'excitation est suffisante, ces états peuvent émettre des particules (a, z) et peupler les états du noyau résiduel (A - a, Z ± 1 - z).

A la différence du neutron, le proton est une particule chargée, de sorte qu'il est sensible au potentiel coulombien du noyau. Un état excité peuplé dans une désintégration  $\beta^-$  n'aura donc pas de difficulté à émettre un neutron. En revanche, la probabilité d'émission d'un proton à travers la barrière coulombienne et centrifuge du noyau dépendra de la pénétrabilité de celle-ci. Il est ainsi plus facile à un état excité peuplé dans une décroissance  $\beta^+$  d'émettre un proton de moment angulaire nul. La probabilité d'émission dépend en outre de la largeur de la barrière coulombienne telle qu'elle est appréhendée par l'état excité. Plus l'énergie d'excitation de celui-ci est importante et plus l'émission est rapide.

Du point de vue énergétique, il peut être enfin plus rentable pour un noyau riche en protons d'émettre une particule  $\alpha$  plutôt qu'un proton.

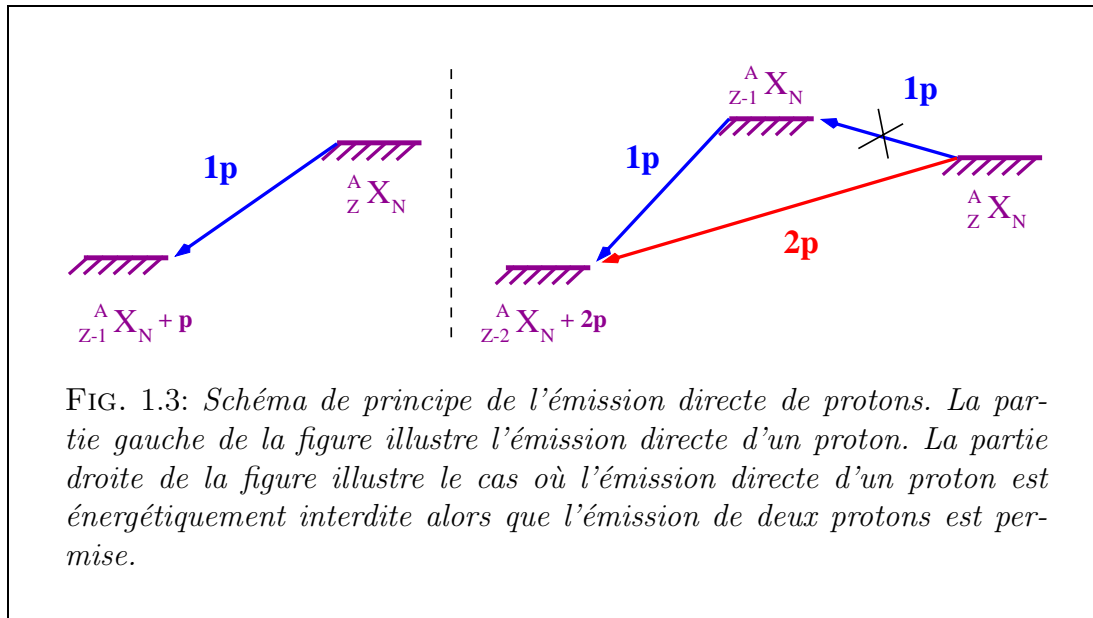
### 1.2.3 Emission directe de particules

Lorsque l'énergie de séparation d'une particule devient négative, les noyaux peuvent émettre spontanément des particules légères ou bien fissionner. Les processus relevant de l'interaction faible sont alors remplacés par les processus relevant de l'interaction forte. Les noyaux riches en protons doivent à la différence des noyaux riches en neutrons compter avec la barrière coulombienne. Celle-ci peut ralentir suffisamment l'émission de particules chargées ou le phénomène de fission pour que l'expérimentateur puisse observer ces modes de radioactivité.

Dans de très rares cas, l'émission directe d'un proton est énergétiquement interdite



alors que celle de deux protons est autorisée du fait de leur appariement. Les deux modes d'émission directe d'un proton et de deux protons sont schématisés dans la figure 1.3.



### 1.3 Radioactivité des noyaux légers déficitaires en neutrons

L'instabilité des noyaux qui font l'objet de ce travail de thèse se traduit par le second mode de radioactivité présenté : l'émission retardée de particules (voir la figure 1.4). Du fait de leur exotélicité, l'énergie disponible dans la désintégration  $\beta$  est supérieure à  $10 \text{ MeV}$ . Un grand nombre des états excités du noyau fils sont ainsi peuplés dont la majeure partie sont situés au dessus du seuil d'émission d'un proton. Le taux d'alimentation  $\beta$  des états du noyau fils dépend de la structure de ceux-ci. Les opérateurs responsables de la désintégration satisfont en effet à des règles de sélection précises sur le changement du moment angulaire  $J$ , de la parité  $\pi$  et de l'isospin total  $T$  entre l'état fondamental du noyau précurseur et l'état peuplé dans la transition. Elles permettent de définir deux classes de transitions  $\beta$  distinctes appelées transitions de type Fermi et transitions de type Gamow-Teller. Elles sont associées respectivement au courant vectoriel et au courant axial-vectoriel de l'interaction faible. Le tableau 1.3 précise ces règles de sélection. Elles définissent des transitions dites « permises ». Les transitions qui s'accompagnent d'un changement de parité ou bien d'une variation de moment angulaire supérieur à une unité sont appelées transitions « interdites ». La probabilité qui leur est associée est très faible et elles ont peu de chance d'être observées expérimentalement car le taux de production des noyaux exotiques est généralement insuffisant. On s'en tiendra donc à l'étude des transitions permises de type Fermi et de type Gamow-Teller. Les règles de sélection pour les transitions de type Fermi sont très strictes car elles

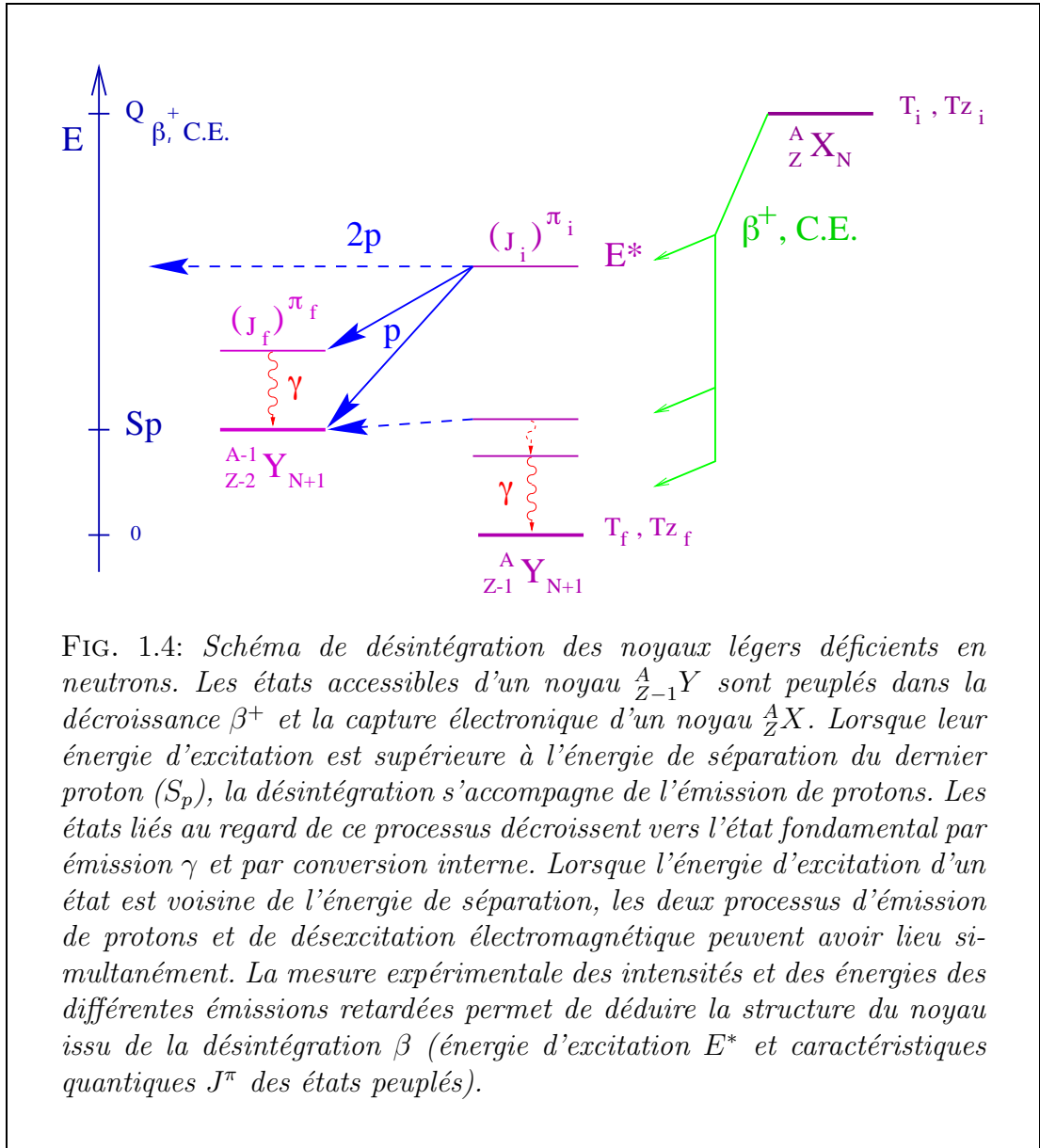


FIG. 1.4: Schéma de désintégration des noyaux légers déficitaires en neutrons. Les états accessibles d'un noyau  ${}^A_{Z-1}Y$  sont peuplés dans la décroissance  $\beta^+$  et la capture électronique d'un noyau  ${}^A_ZX$ . Lorsque leur énergie d'excitation est supérieure à l'énergie de séparation du dernier proton ( $S_p$ ), la désintégration s'accompagne de l'émission de protons. Les états liés au regard de ce processus décroissent vers l'état fondamental par émission  $\gamma$  et par conversion interne. Lorsque l'énergie d'excitation d'un état est voisine de l'énergie de séparation, les deux processus d'émission de protons et de désexcitation électromagnétique peuvent avoir lieu simultanément. La mesure expérimentale des intensités et des énergies des différentes émissions retardées permet de déduire la structure du noyau issu de la désintégration  $\beta$  (énergie d'excitation  $E^*$  et caractéristiques quantiques  $J^\pi$  des états peuplés).

Type de transition	Règles de sélection
Fermi	$\Delta J = 0$ $\pi_f = \pi_i$ $\Delta T = 0$
Gamow-Teller	$\Delta J = 0, \pm 1$ $\pi_f = \pi_i$ $\Delta T = 0, 1$

TAB. 1.3: Règles de sélection pour les transitions  $\beta$  permises de type Fermi et de type Gamow-Teller.

imposent à l'état initial et à l'état final d'avoir les mêmes caractéristiques quantiques. Seul un état dans le noyau issu de la désintégration  $\beta$  sera ainsi alimenté par une transition de type Fermi : l'état isobarique analogue. Les autres transitions sont toutes de type Gamow-Teller.

Dans le cas général, on ne peut cependant pas exclure la possibilité qu'un état peuplé

dans la désintégration  $\beta$  soit constitué d'un mélange de configurations différentes. Les deux types de transition coexistent alors et la probabilité de transition réduite entre l'état initial et un état final donné est caractérisée par la quantité :

$$ft = \frac{\mathcal{K}}{G_V^2 |\tau|^2 + G_A^2 |\sigma\tau|^2} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} \mathcal{K} = [8120.271 (12)] * 10^{-10} (\hbar c)^6 \text{ GeV}^{-4} s \\ G_V = [1.1494 (23)] * 10^{-5} (\hbar c)^3 \text{ GeV}^{-2} \\ G_A = [-1.4596 (9)] * 10^{-5} (\hbar c)^3 \text{ GeV}^{-2} \end{cases} \quad (1.2)$$

$G_V$  et  $G_A$  sont les constantes de couplage associées aux courants vectoriel et axial-vectoriel. Leurs valeurs sont issues de la référence [1].  $|\tau|^2$  et  $|\sigma\tau|^2$  désignent les carrés des amplitudes des éléments de matrice associés aux deux types de transition. La quantité  $ft$ , appelée «durée de vie comparée», est le produit du facteur d'espace de phase  $f$  et de la durée de vie partielle  $t$  de l'état peuplé dans la désintégration. Le premier terme ne dépend que de l'énergie de la transition et de la nature du noyau. Le détail de son calcul est proposé dans l'annexe B. Le second terme est obtenu comme le rapport de la durée de vie du noyau émetteur  $\beta$  et du taux d'alimentation  $BR$  de l'état peuplé :  $t = T_{\frac{1}{2}}/BR$

En posant  $B(F) = |\tau|^2$  et  $B(GT) = (G_A/G_V)^2 |\sigma\tau|^2$ , l'équation 1.2 peut se réécrire :

$$ft = \frac{\mathcal{C}}{B(F) + B(GT)} \quad \text{avec} \quad \mathcal{C} = \frac{\mathcal{K}}{G_V^2} \quad (1.3)$$

Les termes  $B(F)$  et  $B(GT)$  donnent ainsi la mesure des contributions de type Fermi et de type Gamow-Teller à la transition considérée. L'obtention des relations 1.2 et 1.3 est décrite plus en détail dans l'annexe A.

L'intérêt de l'étude spectroscopique des noyaux légers déficitaires en neutrons découle des considérations précédentes. L'identification et la mesure de l'énergie des protons et du rayonnement  $\gamma$  émis permet de déterminer l'énergie des états émetteurs. Elles donnent ainsi une première information sur la structure du noyau issu de la désintégration  $\beta$ .

La chaleur de réaction  $Q_\beta$  étant connue par ailleurs, la détermination de l'énergie des états peuplés permet de calculer le facteur d'espace de phase  $f$  associé aux transitions considérées. L'intensité des processus d'émission de protons ou de rayonnement  $\gamma$  permet en outre de déterminer les taux d'alimentation  $BR$  des différents états. La mesure de la durée de vie  $T_{\frac{1}{2}}$  du noyau émetteur  $\beta$  permet alors de déterminer la durée de vie partielle  $t$  des états émetteurs. La quantité  $ft$  peut enfin être comparée à celle déduite du calcul théorique de  $B(F)$  et  $B(GT)$ . L'accord ne peut être obtenu que si les hypothèses faites sur les caractéristiques quantiques de l'état peuplé dans la transition  $\beta$  sont correctes. L'analyse complète des spectres de protons et de rayonnement  $\gamma$  émis permet ainsi d'étudier la structure des états excités du noyau peuplés dans la désintégration  $\beta$ .

L'importance de la fenêtre en énergie ouverte dans la désintégration  $\beta$  donne accès à la structure d'un grand nombre d'états excités du noyau fils. La mesure indirecte des rapports d'embranchement dans la désintégration  $\beta$  donne en outre la répartition de la force de Gamow-Teller ( $B(GT)$ ) sur l'ensemble de ces états excités. Le problème

de la **force manquante de Gamow-Teller** peut alors être abordé. L'étude des transitions permises de Gamow-Teller aussi bien que les expériences d'échange de charge (n,p) et (p,n) révèlent en effet que les calculs théoriques des taux de transition correspondants surévaluent systématiquement les résultats obtenus expérimentalement. Cette constatation conduit à une réduction empirique des calculs théoriques du taux des transitions permises de Gamow-Teller d'un facteur dit de **quenching** égal à 0.58 (5) dans la couche (2s,1d) et 0.560 (54) dans la couche supérieure (2p,1f) [2]. Cela conduit à remplacer dans l'écriture des durées de vie comparée, la constante de couplage axiale-vectorielle  $g_A$  par une constante de couplage effective  $g_A^{eff}$  dont une paramétrisation phénoménologique est donnée, pour les noyaux de nombre de masse  $A \leq 40$ , par la relation suivante [3]:

$$g_A^{eff} = g_A * \left( 1 - \left( \frac{A}{16} \right)^{0.35} \right) \quad (1.4)$$

La comparaison des valeurs de  $B(GT)$  obtenues expérimentalement avec celles données par le calcul théorique permet de vérifier la validité de cette paramétrisation. Enfin, le rapport d'embranchement vers l'état isobarique analogue peut être également comparé à la valeur théorique attendue, simplement donnée par:

$$B(F) = T(T + 1) - T_{Z_i}(T_{Z_i} + 1) \quad (1.5)$$

où  $T$  est l'isospin total des deux états engagés dans la transition de Fermi et où  $T_{Z_i}$  est la projection de l'isospin total de l'état fondamental du noyau émetteur sur le troisième axe de quantification.  $T_Z$  est par ailleurs donné par la demi différence du nombre de neutrons et de protons du noyau :  $T_Z = (N - Z)/2$ .



# Chapitre 2

## Etude spectroscopique des noyaux $^{21}\text{Mg}$ , $^{25}\text{Si}$ et $^{26}\text{P}$

Ce chapitre est consacré à l'étude expérimentale des modes de décroissance de  $^{21}\text{Mg}$ ,  $^{25}\text{Si}$  et  $^{26}\text{P}$ . Ces noyaux légers et déficients en neutrons ont été produits et étudiés lors d'une expérience qui s'est déroulée en mai 1999 au GANIL à Caen.

Je commencerai par décrire le mode de production des noyaux ainsi que le dispositif de détection utilisé. L'étalonnage en énergie ainsi que la détermination des efficacités de détection des différents éléments de celui-ci est décrite dans le même paragraphe. Il s'achève par l'estimation des taux de production des noyaux étudiés.

Le paragraphe suivant traite de l'analyse des données expérimentales de décroissance des noyaux  $^{21}\text{Mg}$ ,  $^{25}\text{Si}$  et  $^{26}\text{P}$ . Il rend compte également de la mesure de la durée de vie de  $^{26}\text{P}$ . Le troisième paragraphe présente les schémas des modes de décroissance de ces noyaux et la confrontation des résultats obtenus avec les prédictions théoriques.

En conclusion de ce chapitre, je donnerai le détail des améliorations techniques que l'on peut envisager de mettre en œuvre afin de tirer un meilleur parti de l'étude spectroscopique des noyaux légers déficients en neutrons.

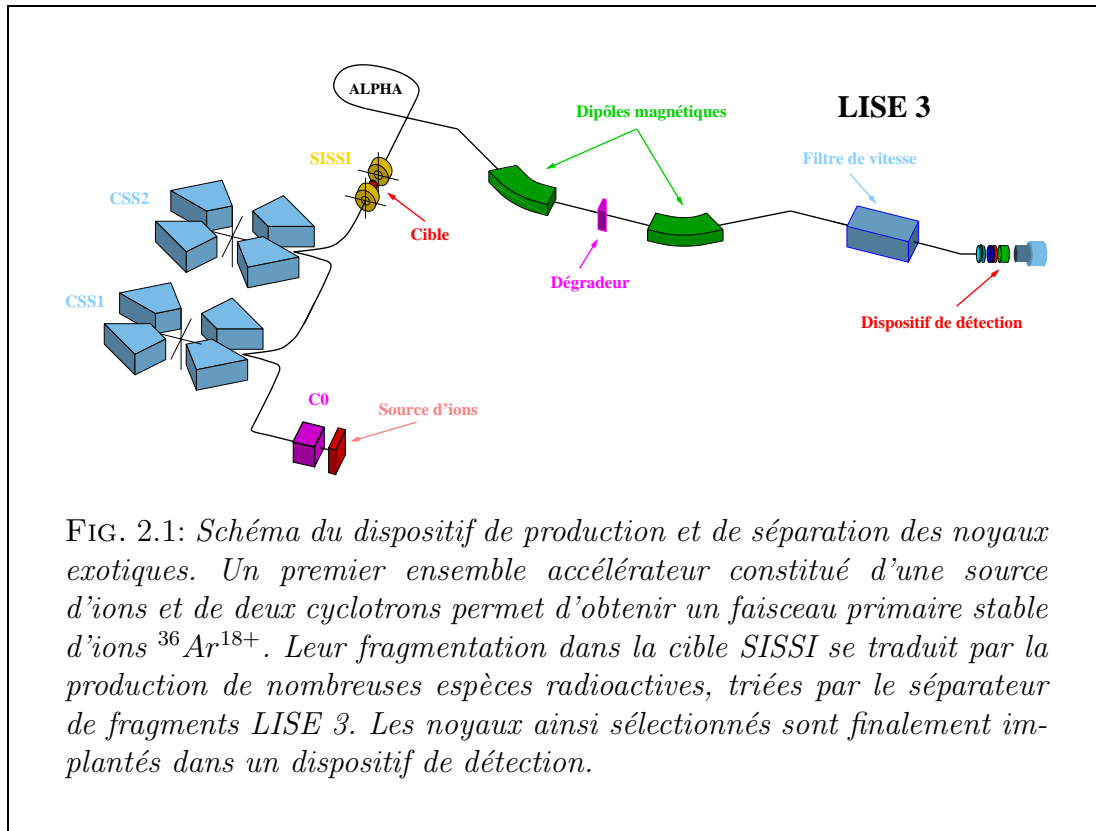
### 2.1 Procédure expérimentale

L'expérience présente deux aspects. Dans un premier temps, différents isotopes radioactifs sont produits par fragmentation et sélectionnés au moyen d'une séparation électromagnétique. Dans un deuxième temps, les noyaux d'intérêt sont implantés dans un dispositif de détection où ils sont identifiés et où leurs propriétés radioactives sont étudiées.

#### 2.1.1 Production et séparation des noyaux d'intérêt

Le dispositif assurant la production et la séparation des noyaux à étudier est schématisé dans la figure 2.1.

Des ions  $^{36}\text{Ar}$  sont extraits d'une source d'ions et injectés dans l'ensemble accélérateur constitué des deux cyclotrons CSS1 et CSS2 du GANIL. Les ions en sortent avec une énergie de l'ordre de  $95\text{ MeV}$  par nucléons et constituent un faisceau primaire



d'une intensité de  $2 \mu\text{A}$ .

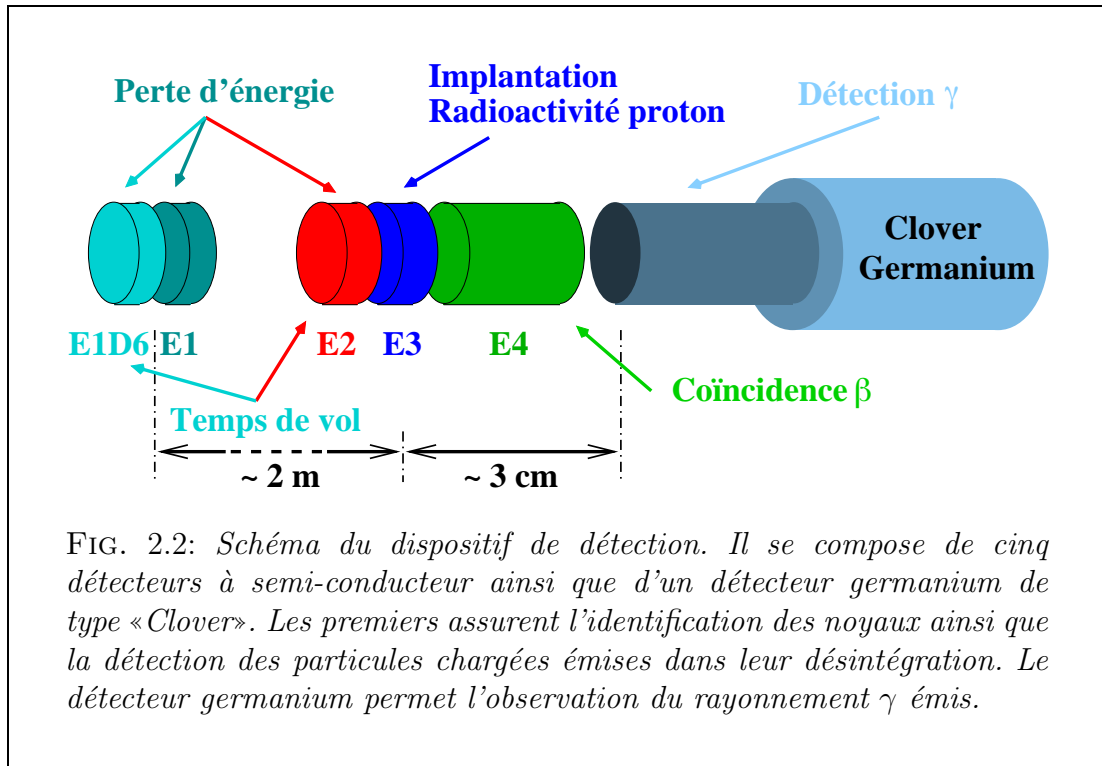
Ce faisceau est envoyé dans l'ensemble SISSI (Superconducting Intense Source for Secondary Ions) [4] qui enferme une cible mince ( $357 \text{ mg.cm}^{-2}$ ) de carbone naturel. L'énergie incidente des noyaux projectiles est telle que les produits de leur fragmentation sont émis vers l'avant dans un cône mince. La grande acceptance angulaire de SISSI permet, après focalisation des produits de la fragmentation, d'en transférer la plus grande partie dans la ligne de séparation.

Cette dernière est constituée d'un premier spectromètre noté ALPHA dans la figure 2.1 et du séparateur LISE 3 (Ligne d'Ions Super Epluchés). Celle-ci se compose de différents éléments permettant de séparer les isotopes produits dans SISSI. Deux dipôles magnétiques encadrant un dégradeur de béryllium ( $1062 \mu\text{m}$ ) assurent une double sélection en  $\frac{A.v}{Z}$  et en  $\frac{A^3}{Z^2}$  des fragments. En bout de ligne, un filtre de Wien ( $300 \text{ kV}$ ) affine la séparation par une sélection en vitesse des fragments.

Les noyaux sélectionnés ont une énergie de l'ordre de  $50 \text{ MeV}$  par nucléons en sortie du séparateur et ils forment un faisceau radioactif secondaire de très faible intensité (environ 200 noyaux par seconde). Suivant que l'on s'intéresse aux modes de décroissance des noyaux ou à la mesure de leur durée de vie, les noyaux produits sont implantés dans le dispositif de détection de manière continue ou par cycles alternant une phase d'accumulation et une phase de décroissance.

## 2.1.2 Dispositif de détection

Le dispositif de détection est schématisé dans la figure 2.2. Il est constitué de



cinq détecteurs à semi-conducteur (silicium) d'épaisseurs variables et d'un détecteur de rayonnement  $\gamma$  (cristal de germanium segmenté de type «Clover»). Son rôle est d'une part d'identifier et de compter les noyaux sélectionnés produits et d'autre part d'étudier leurs modes de décroissance.

Les noyaux issus de la ligne de séparation LISE 3 sont implantés dans le détecteur central noté E3. L'identification des noyaux est assurée par des mesures de pertes d'énergie et de temps de vol. Les mesures de perte d'énergie des noyaux sont opérées par les quatre premiers détecteurs notés E1D6, E1, E2 et E3. Les deux premiers ont une épaisseur de  $300\ \mu\text{m}$  et les deux derniers de  $500\ \mu\text{m}$ . Les mesures de perte d'énergie dans les différents détecteurs sont notées dans la suite  $\Delta E_{D6}$ ,  $\Delta E_1$ ,  $\Delta E_2$  et  $\Delta E_3$ . Les noyaux cédant plusieurs centaines de MeV dans les détecteurs traversés, les informations de perte d'énergie des noyaux sont extraites à l'aide d'une chaîne électronique d'amplification de gain faible.

Deux premières informations de temps de vol des noyaux ( $T_1^{HF}$  et  $T_1^{GAL}$ ) sont effectuées entre le détecteur E1D6 et le système haute fréquence de l'accélérateur d'une part, et entre le détecteur E1D6 et un détecteur à micro-canaux placé avant le filtre de vitesse d'autre part ( $T_1^{GAL}$ ). Une troisième mesure de temps de vol ( $T_2^{HF}$ ) est réalisée entre le système haute fréquence de l'accélérateur et le détecteur E2. Les deux informations de pertes d'énergie et de temps de vol des noyaux sélectionnés permettent de les identifier et d'estimer leurs taux de production.

Les noyaux implantés dans le détecteur E3 émettent des particules chargées (particules  $\beta$  et protons) ainsi que du rayonnement  $\gamma$ . Il incombe à ce détecteur d'enregistrer la perte d'énergie du rayonnement  $\beta$  et des protons émis ( $E_3$ ). Les particules  $\beta$  ne sont pas arrêtées dans le détecteur et elles peuvent être observées par les deux détecteurs E2 et E4. La plus grande épaisseur de ce dernier ( $6\ \text{mm}$ ) permet d'établir



des coïncidences entre les processus d'émission de rayonnement  $\beta$  et de protons entre les deux détecteurs E3 et E4. L'énergie cédée dans les différents détecteurs par les événements de radioactivité n'étant que de l'ordre de quelques MeV, la mesure de l'énergie cédée est cette fois-ci extraite à l'aide d'une chaîne d'amplification de gain élevé sur les trois détecteurs E2, E3 et E4.

La segmentation du cristal du détecteur germanium donne quatre mesures individuelles ( $E_{g_i}, i = 1 \text{ à } 4$ ) de l'énergie cédée par le rayonnement  $\gamma$ .

### 2.1.3 Etalonnage en énergie des détecteurs

Les détecteurs E1D6 à E3 servant à l'identification des noyaux implantés dans E3 ont fait l'objet d'un étalonnage en «perte d'énergie». Cette quantité, délivrée par les voies de sortie bas gain des détecteurs, permet de calculer d'une part la perte d'énergie totale des noyaux dans le dispositif de détection et d'autre part la profondeur d'implantation des noyaux dans le détecteur E3. En plus des noyaux  $^{21}\text{Mg}$ ,  $^{25}\text{Si}$  et  $^{26}\text{P}$  qui sont l'objet de cette étude, les noyaux  $^{22}\text{Al}$ ,  $^{22}\text{Si}$ ,  $^{24}\text{Al}$  et  $^{27}\text{S}$  qui ont été produits au cours de la même campagne expérimentale ont également été utilisés dans cette procédure d'étalonnage.

L'étalonnage en énergie de la voie de sortie haut gain du détecteur E3 s'appuie quant à elle sur les données d'expériences antérieures portant sur la décroissance  $\beta-p$  de  $^{21}\text{Mg}$  et  $^{25}\text{Si}$ .

L'étalonnage en énergie des quatre secteurs du détecteur germanium a été réalisé à partir de données expérimentales disponibles caractérisant la décroissance  $\gamma$  des états excités de  $^{20}\text{Ne}$ ,  $^{21}\text{Ne}$ ,  $^{21}\text{Na}$ ,  $^{22}\text{Mg}$ ,  $^{24}\text{Mg}$ ,  $^{25}\text{Al}$  et  $^{26}\text{Si}$ .

### Etalonnage en perte énergie des détecteurs d'identification

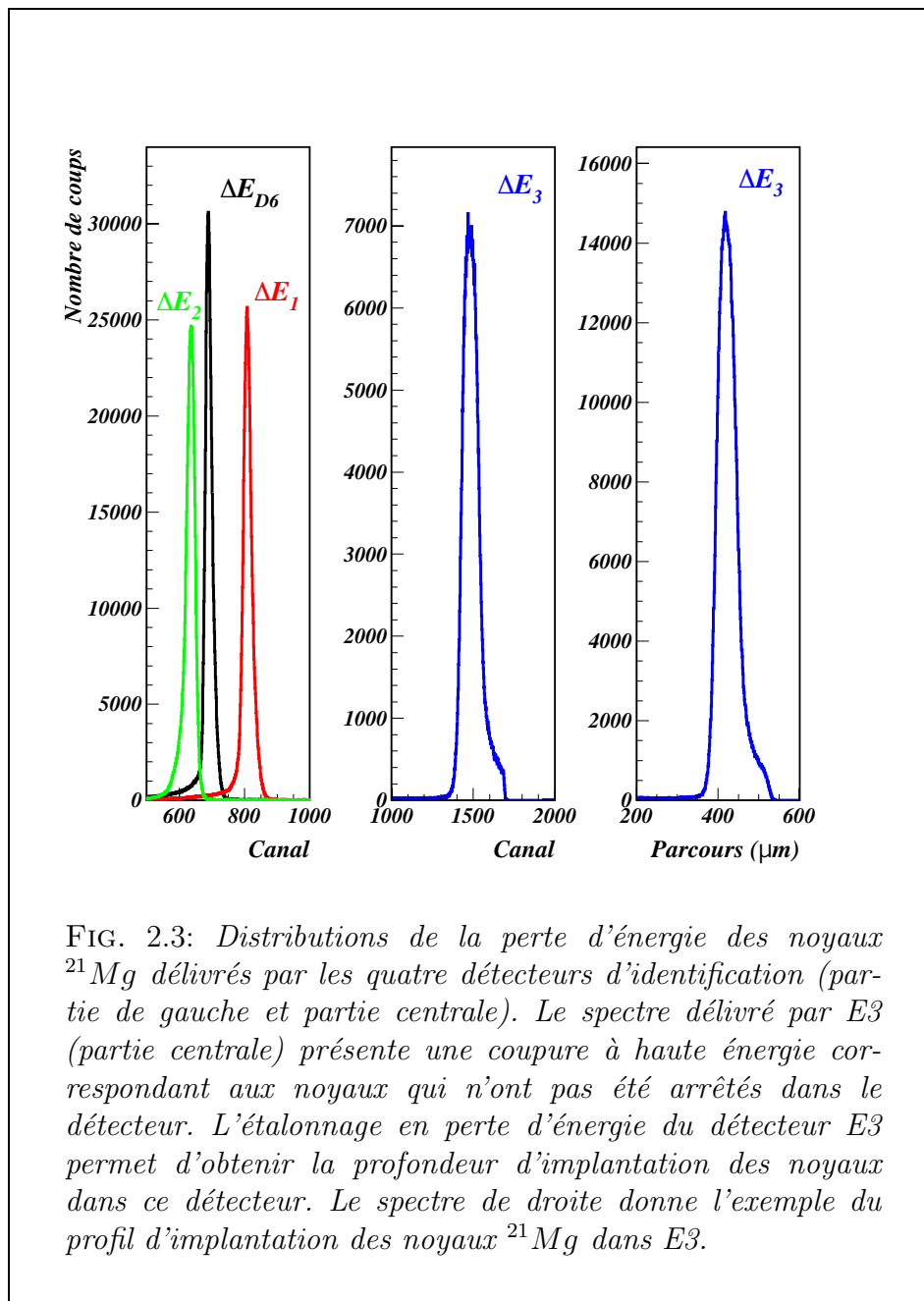
Les distributions en perte d'énergie des noyaux  $^{21}\text{Mg}$  dans les détecteurs E1D6, E1, E2 et E3 sont données dans la figure 2.3 (partie de gauche et partie centrale). Le centre de ces distributions dépend de l'énergie moyenne cédée par les noyaux lors de la traversée des détecteurs (E1D6, E1 et E2), ou lors de leur implantation (E3). Le spectre de droite, donnant le profil de l'implantation de  $^{21}\text{Mg}$  dans le détecteur E3, est obtenu après étalonnage de ce détecteur en perte d'énergie et après conversion de la perte d'énergie en un parcours (exprimé en  $\mu\text{m}$ ) à l'aide des tables de F. Hubert *et al.* [5].

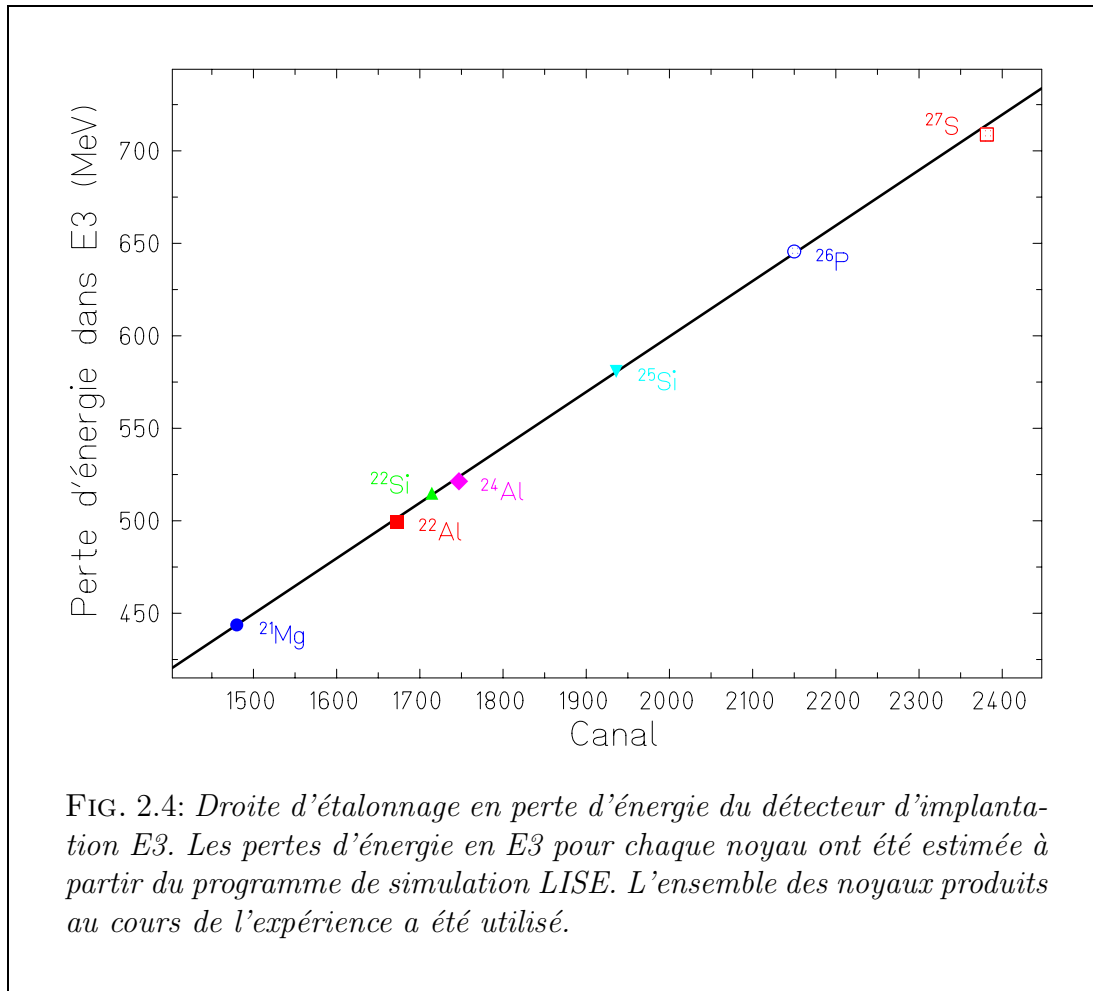
Le programme de simulation LISE [6] permet de déterminer, pour chaque isotope implanté, la perte d'énergie moyenne dans chacun des détecteurs. La figure 2.4 présente la droite d'étalonnage en perte d'énergie obtenue pour le seul détecteur E3. La détermination des profondeurs d'implantation des noyaux dans ce détecteur est utile à l'obtention de l'étalonnage en énergie ainsi qu'à l'estimation de l'efficacité de détection des protons du même détecteur (événements de décroissance  $\beta-p$ ).

Le tableau 2.1 donne la profondeur d'implantation moyenne ainsi que l'écart type de la distribution des noyaux  $^{21}\text{Mg}$ ,  $^{25}\text{Si}$  et  $^{26}\text{P}$  implantés dans le détecteur E3. Les distributions ont été modélisées à l'aide de fonctions gaussiennes. Les noyaux étudiés sont tous implantés dans les derniers 100  $\mu\text{m}$  du détecteur E3. La largeur à mi-hauteur de ces distributions est de l'ordre de 50  $\mu\text{m}$ .

Noyau	Profondeur d'implantation ( $\mu\text{m}$ )	Ecart type ( $\mu\text{m}$ )
$^{21}\text{Mg}$	423.51 (2)	21.80 (2)
$^{25}\text{Si}$	443.60 (5)	21.46 (5)
$^{26}\text{P}$	452.98 (2)	22.00 (3)

TAB. 2.1: Caractéristiques des distributions de la profondeur d'implantation des noyaux dans le détecteur E3.





### Etalonnage en énergie du détecteur E3

Le temps caractéristique associé à l'émission de protons par les noyaux fils produits dans la décroissance  $\beta^+$  des noyaux implantés est extrêmement court (de l'ordre de  $10^{-21}$  à  $10^{-16}$  s). Le détecteur E3 enregistre ainsi simultanément la perte d'énergie des positons et des protons retardés émis. L'étalonnage en énergie du détecteur E3 doit donc tenir compte de l'énergie cédée au détecteur par les positons précédant l'émission de protons. Elle dépend à la fois du parcours des positons dans le détecteur, et de la position d'implantation des noyaux émetteurs. Ces deux points sont illustrés dans ce qui suit.

- incidence de la perte d'énergie des positons :

La figure 2.5 est le résultat de la simulation à l'aide du code GEANT [7] de la réponse du détecteur E3 à un évènement de radioactivité  $\beta-p$  caractéristique. Le spectre en énergie présenté donne la réponse du détecteur à l'émission retardée d'un proton de 4 MeV dans la décroissance  $\beta^+$  d'un noyau radioactif. Les deux pics superposés correspondent à l'application ou non d'une coïncidence avec le détecteur E4 placé, dans la simulation, à 8 mm de E3. Sans condition de coïncidence, le spectre en énergie à l'allure d'une distribution gaussienne

à laquelle s'ajoute une «traîne  $\beta$ » à haute énergie. Avec la condition de coïncidence, le spectre en énergie se réduit à sa seule composante gaussienne. La «traîne  $\beta$ » est due en effet à la perte d'énergie de positons ayant un parcours important dans le détecteur E3. En imposant une coïncidence  $\beta$  avec le détecteur E4, seul les positons de plus faibles parcours, donc cédant peu d'énergie au détecteur E3, sont pris en compte. Le centre de la partie gaussienne du spectre est décalé par rapport à l'énergie nominale du proton de près de  $35\text{ keV}$ . Cette valeur correspond à l'énergie moyenne cédée au détecteur par les positons émis dans la direction du détecteur E4.

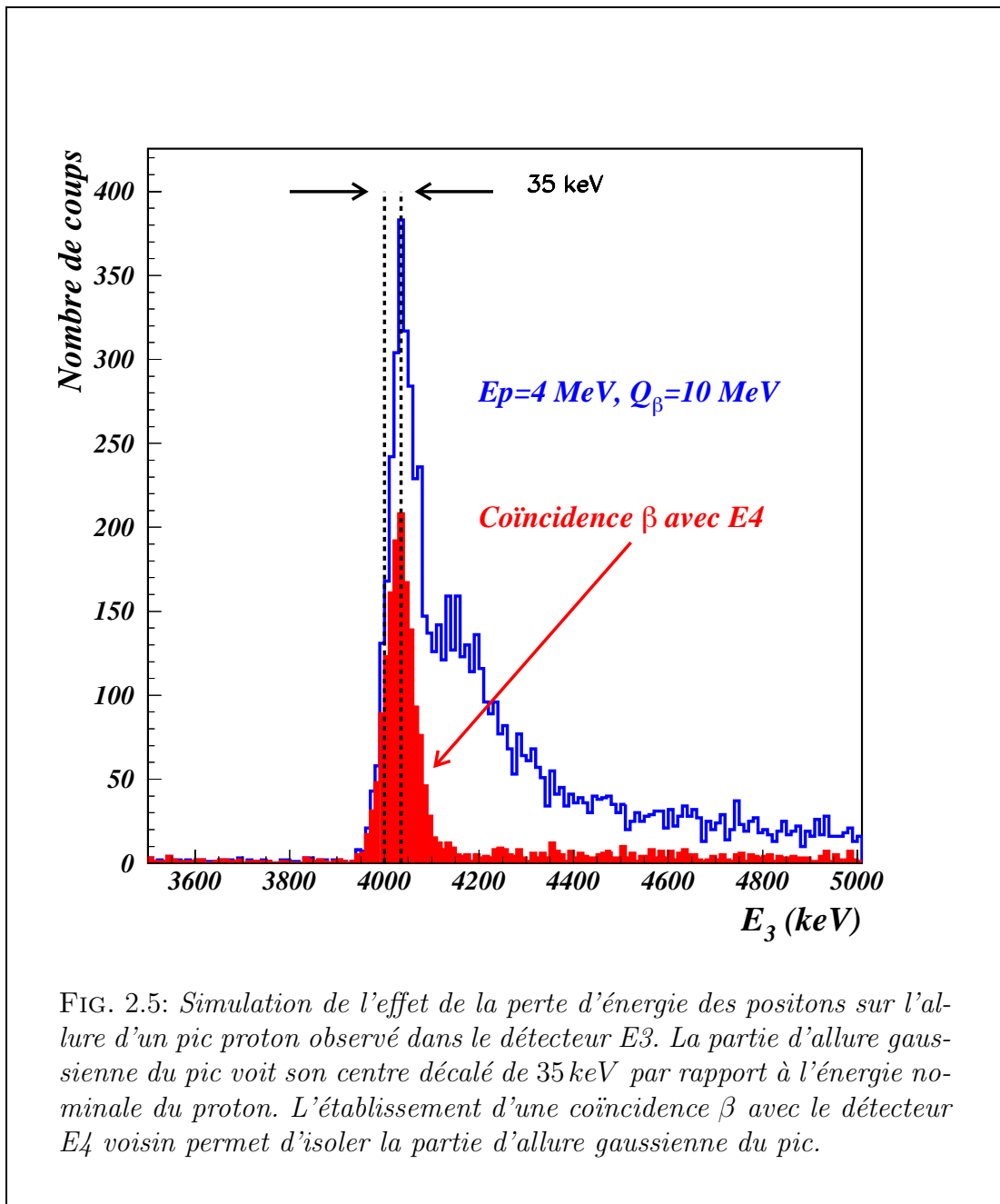


FIG. 2.5: Simulation de l'effet de la perte d'énergie des positons sur l'allure d'un pic proton observé dans le détecteur E3. La partie d'allure gaussienne du pic voit son centre décalé de  $35\text{ keV}$  par rapport à l'énergie nominale du proton. L'établissement d'une coïncidence  $\beta$  avec le détecteur E4 voisin permet d'isoler la partie d'allure gaussienne du pic.

- incidence de la position d’implantation des noyaux :

La simulation précédente a été répétée avec des protons d’énergie comprise entre  $2\text{ MeV}$  et  $6\text{ MeV}$ . Ils suivent l’émission de positons d’énergie  $E_\beta$  maximale ( $E_\beta = Q_\beta - S_p - E_p$ ) variant de  $4\text{ MeV}$  à  $8\text{ MeV}$ . Ces simulations ont été opérées en faisant varier la position d’implantation des noyaux dans E3 par pas de  $10\ \mu\text{m}$  entre  $400\ \mu\text{m}$  et  $490\ \mu\text{m}$ . La figure 2.6 donne le décalage en énergie observé entre les centres du pic gaussien obtenu en imposant une coïncidence  $\beta$  avec E4 et l’énergie nominale des protons.

On constate que le décalage en énergie des centres des pics proton ne dépend que peu de l’énergie des protons émis ainsi que de l’énergie maximale des positions. En revanche, le décalage en énergie dépend sensiblement de la profondeur d’implantation des noyaux émetteurs dans le détecteur E3.

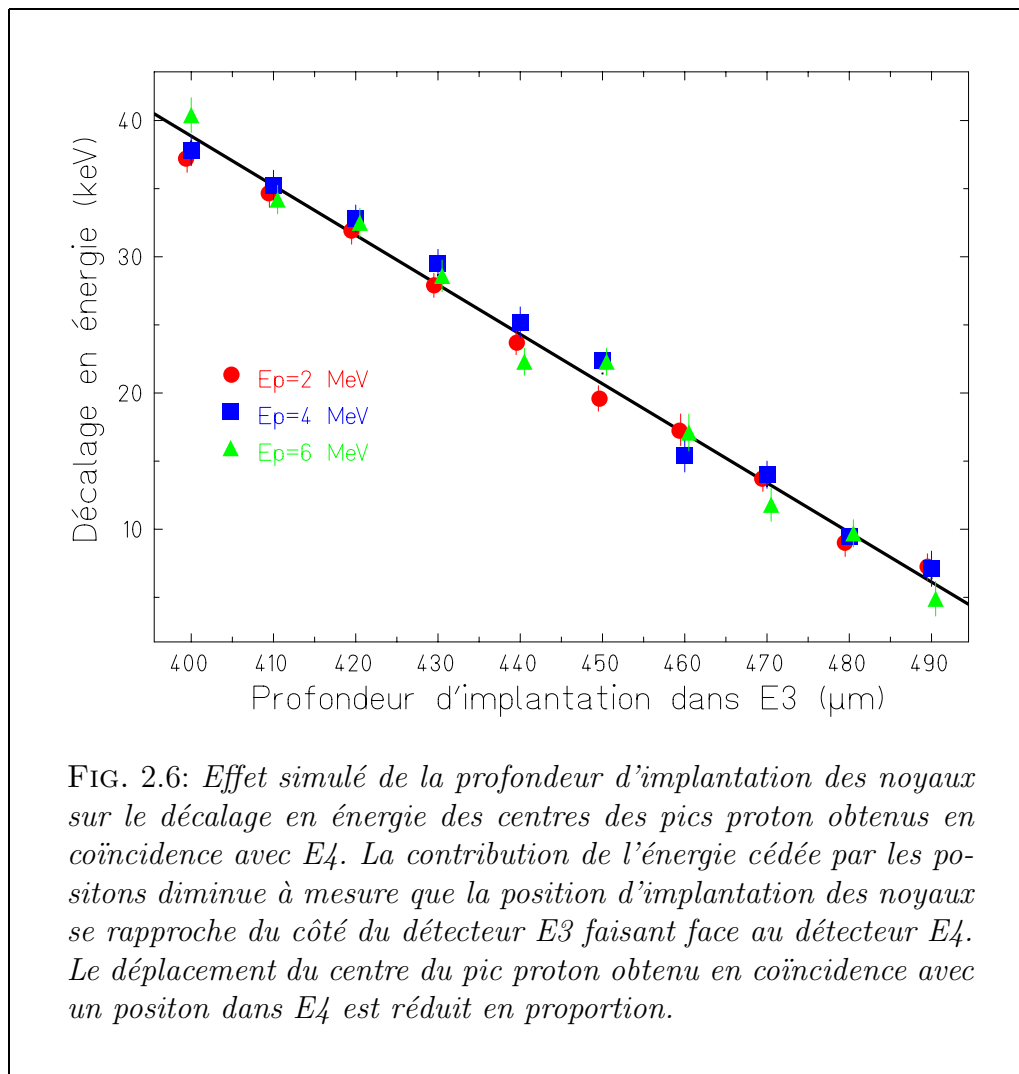


FIG. 2.6: *Effet simulé de la profondeur d’implantation des noyaux sur le décalage en énergie des centres des pics proton obtenus en coïncidence avec E4. La contribution de l’énergie cédée par les positons diminue à mesure que la position d’implantation des noyaux se rapproche du côté du détecteur E3 faisant face au détecteur E4. Le déplacement du centre du pic proton obtenu en coïncidence avec un positon dans E4 est réduit en proportion.*

En conclusion des simulations précédentes, il paraît nécessaire d’opérer un étalonnage en énergie du détecteur E3 en considérant les spectres en énergie obtenus en imposant une condition de coïncidence  $\beta$  avec le détecteur E4. A cette seule

condition en effet, les pics proton ont l'allure d'une distribution gaussienne aisément ajustable. La faible dépendance du décalage en énergie observé en fonction de l'énergie des particules émises doit rendre possible la réalisation d'un étalonnage en énergie indépendant de l'énergie maximale des positons et de l'énergie des protons retardés. La dépendance du décalage en énergie avec la profondeur d'implantation

Désintégrations $\beta^+$	Etats émetteurs (keV)	Etats peuplés (keV)	Energies des protons (keV)
$^{21}\text{Mg} \rightarrow ^{21}\text{Na}$  $S_p = 2431.3$ (7) $Q_\beta = 13096$ (16) (keV)	$^{21}\text{Na}$ : 5380 (9)	$^{20}\text{Ne}$ : 1633.7	1315 (9)
	4294 (2)	0	1863 (2)
	4468 (4)	0	2037 (4)
	5020 (9)	1633.7	2589 (9)
	8973 (3)	1633.7	4908 (3)
		0	6542 (3)
$^{25}\text{Si} \rightarrow ^{25}\text{Al}$  $S_p = 2271.3$ (7) $Q_\beta = 12741$ (10) (keV)	$^{25}\text{Al}$ : 2673.5 (6)	$^{24}\text{Mg}$ : 0	402 (1)
	4196 (3)	0	1925 (3)
	5809 (7)	1368.7	2169 (7)
	4583 (4)	0	2312 (4)
	7112 (10)	1368.7	3472 (10)
	7901 (2)	1368.7	4261 (2)
	0	5630 (2)	

TAB. 2.2: *Caractéristiques énergétiques des émissions retardées de protons utilisées pour l'obtention de l'étalonnage en énergie du détecteur E3. Les énergies des protons sont données en keV dans le référentiel du centre de masse. Elles sont tirées des références [8] pour  $^{21}\text{Mg}$  et [9] pour  $^{25}\text{Si}$ . Les valeurs des énergies de séparation d'un proton ( $S_p$ ) et des énergies maximales disponibles dans les désintégrations  $\beta$  ( $Q_\beta$ ) sont tirées de la référence [10].*

impose cependant de laisser un paramètre libre dans la procédure d'étalonnage qui rende compte des différentes profondeurs d'implantation des noyaux étudiés.

Soit  $E_p^{cal}(C, I)$  la fonction d'étalonnage recherchée ne dépendant que des variables  $C$  et  $I$  désignant respectivement les canaux des spectres bruts donnés par E3 et la profondeur d'implantation des noyaux. La forme la plus simple de cette fonction est une droite dépendant de trois coefficients  $a$ ,  $b$  et  $k$  dont la valeur doit être indépendante des noyaux considérés :

$$E_p^{cal}(C) = a * C + b + k * I \quad (2.1)$$

La profondeur d'implantation  $I$  des noyaux  $^{21}\text{Mg}$ ,  $^{25}\text{Si}$  et  $^{26}\text{P}$  étant fixée, en moyenne, par le tableau 2.1, la procédure d'étalonnage en énergie de E3 vise à déterminer la valeur des coefficients  $a$ ,  $b$  et  $k$ .

Le tableau 2.2 donne pour  $^{21}\text{Mg}$  et  $^{25}\text{Si}$  la valeur de l'énergie maximale disponible dans les désintégrations  $\beta$ , la valeur des énergies de séparation d'un proton des noyaux produits, ainsi que l'énergie des protons retardés utilisés dans la procédure d'étalonnage. Ils sont identifiés par la donnée des énergies des états initial et final dans la transition. Le noyau  $^{26}\text{P}$  ne peut être utilisé dans le même but parce que les études antérieures ne donnent d'informations sur l'énergie des protons retardés issus de sa décroissance  $\beta$  qu'avec une précision de l'ordre de  $15\text{ keV}$ .

En imposant une condition de coïncidence  $\beta$  avec le détecteur E4, l'analyse des spectres bruts délivrés par le détecteur E3 a permis d'identifier les différents pics proton répertoriés dans le tableau 2.2.

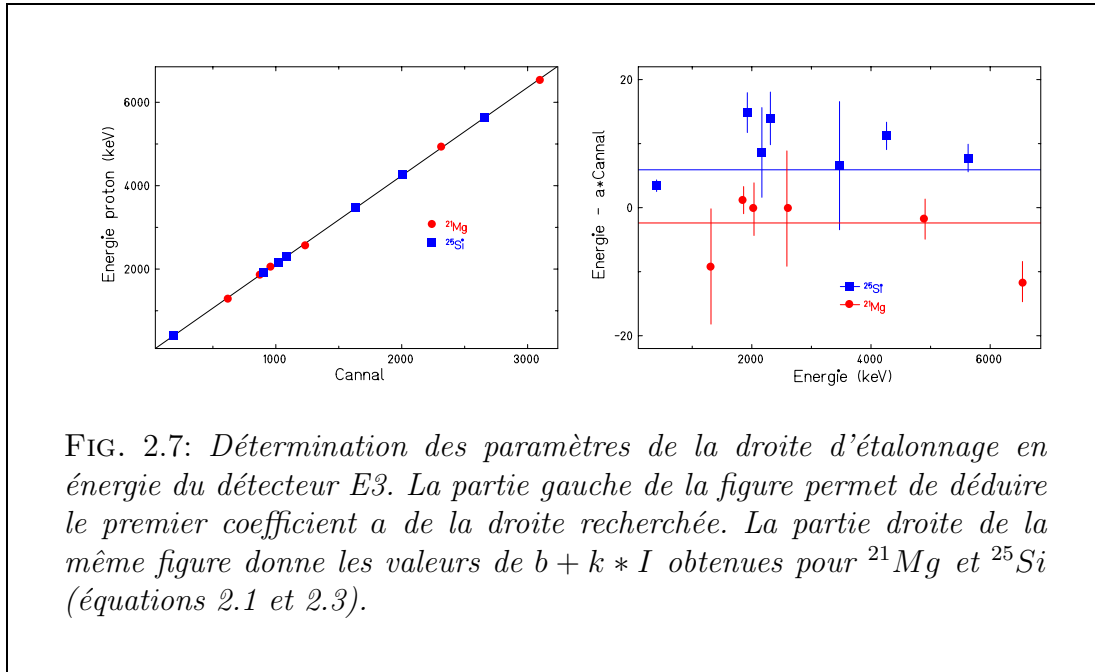


FIG. 2.7: Détermination des paramètres de la droite d'étalonnage en énergie du détecteur E3. La partie gauche de la figure permet de déduire le premier coefficient  $a$  de la droite recherchée. La partie droite de la même figure donne les valeurs de  $b + k * I$  obtenues pour  $^{21}\text{Mg}$  et  $^{25}\text{Si}$  (équations 2.1 et 2.3).

La partie gauche de la figure 2.7 présente le résultat de l'ajustement linéaire obtenu pour l'ensemble des pics proton sélectionnés. La régression linéaire donne une valeur moyenne du coefficient  $a$  de la droite d'étalonnage 2.1 :

$$a = 2.11775 \pm 0.00076 \quad (2.2)$$

La différence entre les valeurs  $E_p$  des énergies tabulées et les quantités  $a * C$  doit être, d'après l'équation 2.1, égale à la somme des deux derniers termes constants de la droite d'étalonnage soit :  $E_p - a * C = b + k * I$ . La partie droite de la figure 2.7 donne la valeur moyenne des quantités  $b + k * I$  pour les noyaux considérés. On obtient ainsi les fonctions d'étalonnage associées au  $^{21}\text{Mg}$  et au  $^{25}\text{Si}$  :

$$\begin{cases} E_p^{cal}(^{21}\text{Mg}) &= 2.11775 (76) * C - 2 (1) \\ E_p^{cal}(^{25}\text{Si}) &= 2.11775 (76) * C + 6 (1) \end{cases} \quad (2.3)$$

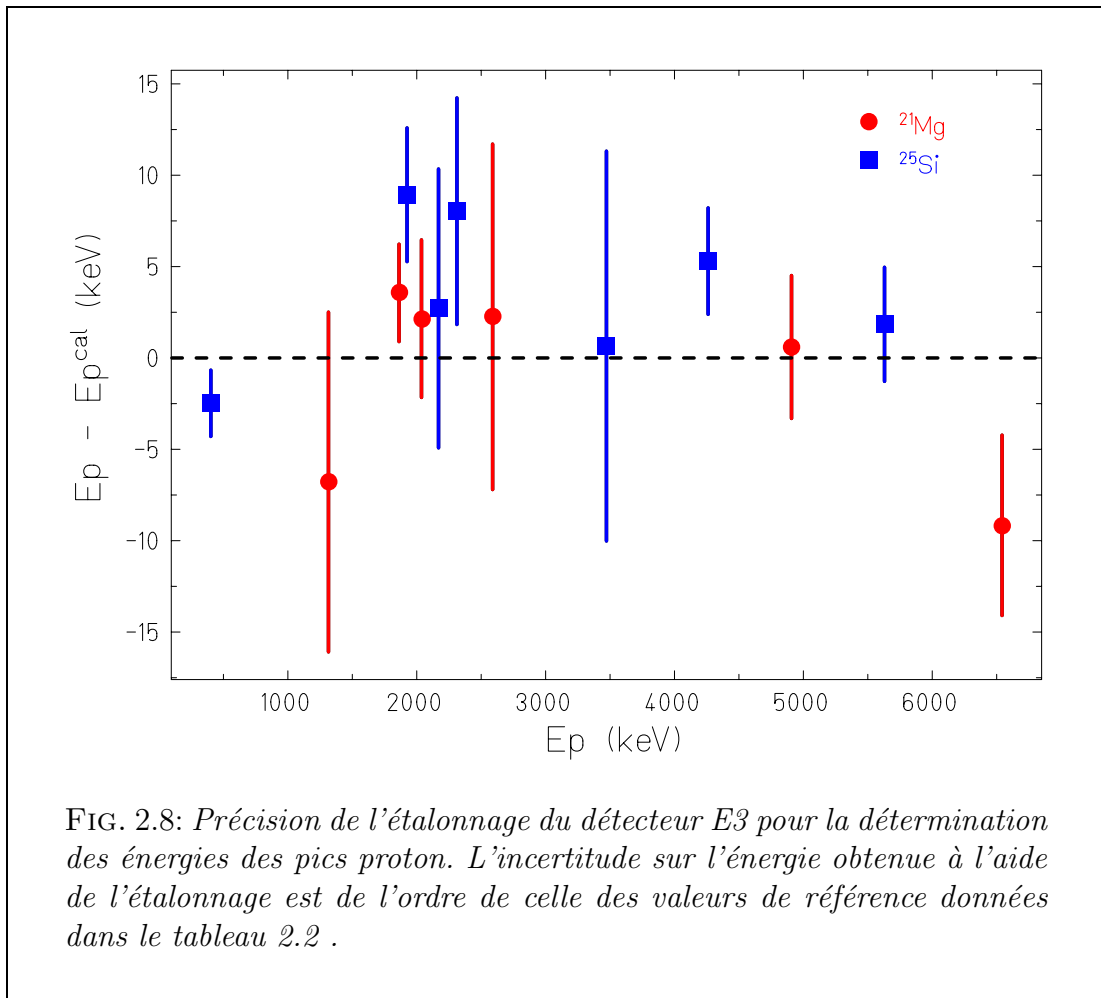
La différence des valeurs de  $b + k * I$  obtenues pour les deux noyaux est égale à  $k * (I(^{25}\text{Si}) - I(^{21}\text{Mg}))$  où  $I$  désigne la profondeur d'implantation d'un noyau donné. Celle-ci étant connue, on peut en déduire la valeur du coefficient  $k$  :  $k = 0.41 \text{ keV} \cdot \mu\text{m}^{-1}$ .

La fonction d'étalonnage associée au  $^{26}\text{P}$  peut finalement être obtenue à partir de l'une quelconque des deux précédentes de la façon suivante :

$$\begin{cases} E_p^{\text{cal}}(^{26}\text{P}) = E_p^{\text{cal}}(^{21}\text{Mg}) + k * (I(^{26}\text{P}) - I(^{21}\text{Mg})) \\ E_p^{\text{cal}}(^{26}\text{P}) = E_p^{\text{cal}}(^{25}\text{Si}) + k * (I(^{26}\text{P}) - I(^{25}\text{Si})) \end{cases} \quad (2.4)$$

La différence  $k * (I(^{25}\text{Si}) - I(^{21}\text{Mg}))$  étant égale à  $8 \pm 2 \text{ keV}$ , l'incertitude sur les valeurs de  $k * (I(^{26}\text{P}) - I(^{25}\text{Si}))$  ou  $k * (I(^{26}\text{P}) - I(^{21}\text{Mg}))$  est arbitrairement fixée à  $2 \text{ keV}$ . La droite d'étalonnage en énergie du détecteur E3 pour le  $^{26}\text{P}$  s'écrit finalement :

$$E_p^{\text{cal}}(^{26}\text{P}) = 2.11775 (76) * C + 10 (2) \quad (2.5)$$



La précision de l'étalonnage peut être obtenue en comparant les valeurs des énergies



des pics proton déduites de l'étalonnage avec celles attendues. La figure 2.8 donne l'ordre de grandeur de l'incertitude sur les énergies présentées dans le tableau 2.2 soit à peu près de  $5\text{ keV}$  sur toute la gamme en énergie.

### Etalonnage en énergie du détecteur germanium

L'étalonnage en énergie des quatre secteurs  $Eg_1$  à  $Eg_4$  a été obtenu à partir de la mesure du rayonnement  $\gamma$  consécutif à la décroissance  $\beta$  et  $\beta-(2)p$  de  $^{21}\text{Mg}$ ,  $^{22}\text{Al}$ ,  $^{24}\text{Al}$ ,  $^{25}\text{Si}$  et  $^{26}\text{P}$ . Le tableau 2.3 récapitule les différentes transitions  $\gamma$  utilisées dans la procédure d'étalonnage. Il précise le mode de décroissance auquel elles participent et les états initial et final entre lesquelles elles opèrent. L'ensemble des transitions permet un étalonnage en énergie des secteurs du détecteur germanium entre  $300\text{ keV}$  et  $1800\text{ keV}$ .

Décroissance	Energie (keV)	Transition
$^{21}\text{Na} (\beta-\gamma)$	350.72 (6)	$^{21}\text{Ne}: \frac{5}{2}_1^+ \rightarrow \frac{3}{2}_1^+$
$^{21}\text{Mg} (\beta-\gamma)$	331.9 (1)	$^{21}\text{Na}: \frac{5}{2}_1^+ \rightarrow \frac{3}{2}_1^+$
	1384.1 (3)	$\frac{7}{2}_1^+ \rightarrow \frac{5}{2}_1^+$
	1715.9 (7)	$\frac{7}{2}_1^+ \rightarrow \frac{3}{2}_1^+$
$^{21}\text{Mg} (\beta-p-\gamma)$	1633.6 (3)	$^{20}\text{Ne}: 2_1^+ \rightarrow 0_1^+$
$^{22}\text{Al} (\beta-\gamma)$	582.0 (7)	$^{22}\text{Na}: 1_1^+ \rightarrow 0_1^+$
	1246.3 (6)	$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$
$^{22}\text{Al} (\beta-p-\gamma)$	331.9 (1)	$^{21}\text{Na}: \frac{5}{2}_1^+ \rightarrow \frac{3}{2}_1^+$
	1113 (2)	$\frac{9}{2}, (\frac{5}{2}) \rightarrow \frac{1}{2}_1^-$
	1384.1 (3)	$\frac{7}{2}_1^+ \rightarrow \frac{5}{2}_1^+$
$^{22}\text{Al} (\beta-2p-\gamma)$	1633.60 (2)	$^{20}\text{Ne}: 2_1^+ \rightarrow 0_1^+$
$^{24}\text{Al} (\beta-\gamma)$	1076.88 (12)	$^{24}\text{Mg}: 4_5^+ \rightarrow 4_3^+$
	1368.633 (6)	$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$
$^{25}\text{Si} (\beta-\gamma)$	451.5 (4)	$^{25}\text{Al}: \frac{1}{2}_1^+ \rightarrow \frac{5}{2}_1^+$
	493.3 (6)	$\frac{3}{2}_1^+ \rightarrow \frac{1}{2}_1^+$
	944.8 (4)	$\frac{3}{2}_1^+ \rightarrow \frac{5}{2}_1^+$
	1612.4 (4)	$\frac{7}{2}_1^+ \rightarrow \frac{5}{2}_1^+$
$^{25}\text{Si} (\beta-p-\gamma)$	1638.633 (6)	$^{24}\text{Mg}: 2_1^+ \rightarrow 0_1^+$
$^{26}\text{P} (\beta-\gamma)$	987.6 (4)	$^{26}\text{Si}: 2_2^+ \rightarrow 2_1^+$
	1795.8 (2)	$2_1^+ \rightarrow 0_1^+$
$^{26}\text{P} (\beta-p-\gamma)$	451.5 (4)	$^{25}\text{Al}: \frac{1}{2}_1^+ \rightarrow \frac{5}{2}_1^+$
	944.8 (4)	$\frac{3}{2}_1^+ \rightarrow \frac{5}{2}_1^+$
$^{26}\text{P} (\beta-2p-\gamma)$	1368.633 (6)	$^{24}\text{Mg}: 2_1^+ \rightarrow 0_1^+$

TAB. 2.3: Transitions  $\gamma$  utilisées pour l'étalonnage en énergie du détecteur germanium. Les énergies des transitions sont tirées de la référence [10].

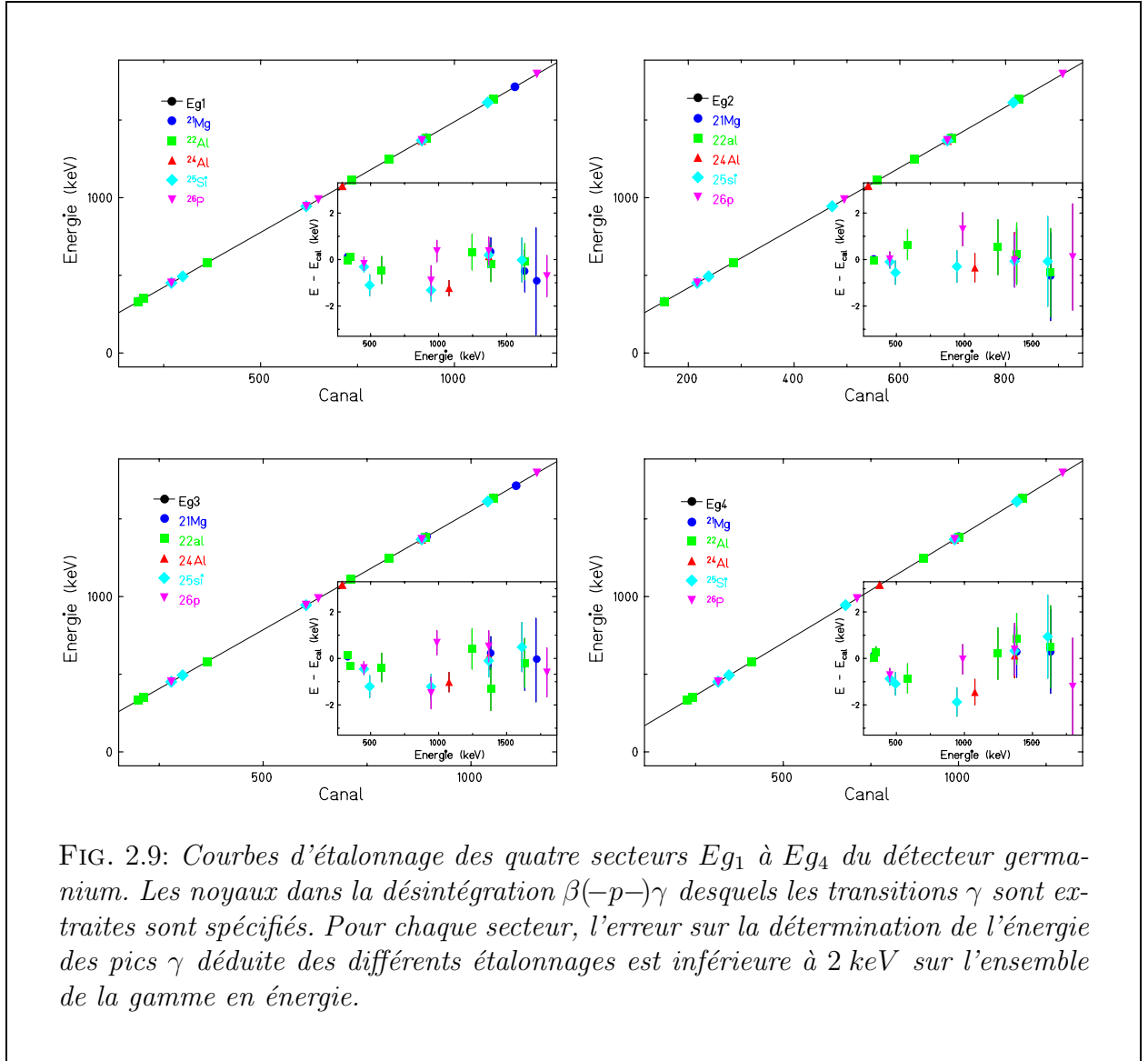


FIG. 2.9: Courbes d'étalonnage des quatre secteurs  $Eg_1$  à  $Eg_4$  du détecteur germanium. Les noyaux dans la désintégration  $\beta(-p-)\gamma$  desquels les transitions  $\gamma$  sont extraites sont spécifiés. Pour chaque secteur, l'erreur sur la détermination de l'énergie des pics  $\gamma$  déduite des différents étalonnages est inférieure à 2 keV sur l'ensemble de la gamme en énergie.

Le meilleur étalonnage en énergie des secteurs  $Eg_i$  a été obtenu à l'aide de polynômes de degré deux. La figure 2.9 présente les ajustements quadratiques opérés sur l'ensemble des transitions  $\gamma$  sélectionnées. Le nombre de transitions considérées est compris entre 20 et 23 pour chacun d'entre eux.

La précision de l'étalonnage de chacun des secteurs est représentée par les figures en insert. Elles donnent la différence entre les énergies des transitions  $\gamma$  tabulées et celles déduites des étalonnages. Sur toute la gamme en énergie, l'écart entre la valeur attendue et celle donnée par les ajustements est inférieur à 2 keV.

Les étalonnages en énergie obtenus précédemment permettent de sommer les spectres en énergie des différents secteurs  $Eg_i$ . Dans la suite, le signal somme délivré par le détecteur germanium est appelé  $Eg_{sum}$ . La figure 2.10 donne la précision obtenue sur la détermination de l'énergie des raies  $\gamma$  à partir de l'analyse du spectre  $Eg_{sum}$  ainsi que la résolution en énergie obtenue pour les mêmes raies  $\gamma$ . Cette dernière est caractérisée par la largeur à mi-hauteur ( $FWHM = \sqrt{8 \ln 2} \sigma$ ) des pics gaussiens

correspondants aux différentes transitions  $\gamma$  décrites dans le tableau 2.3. La précision

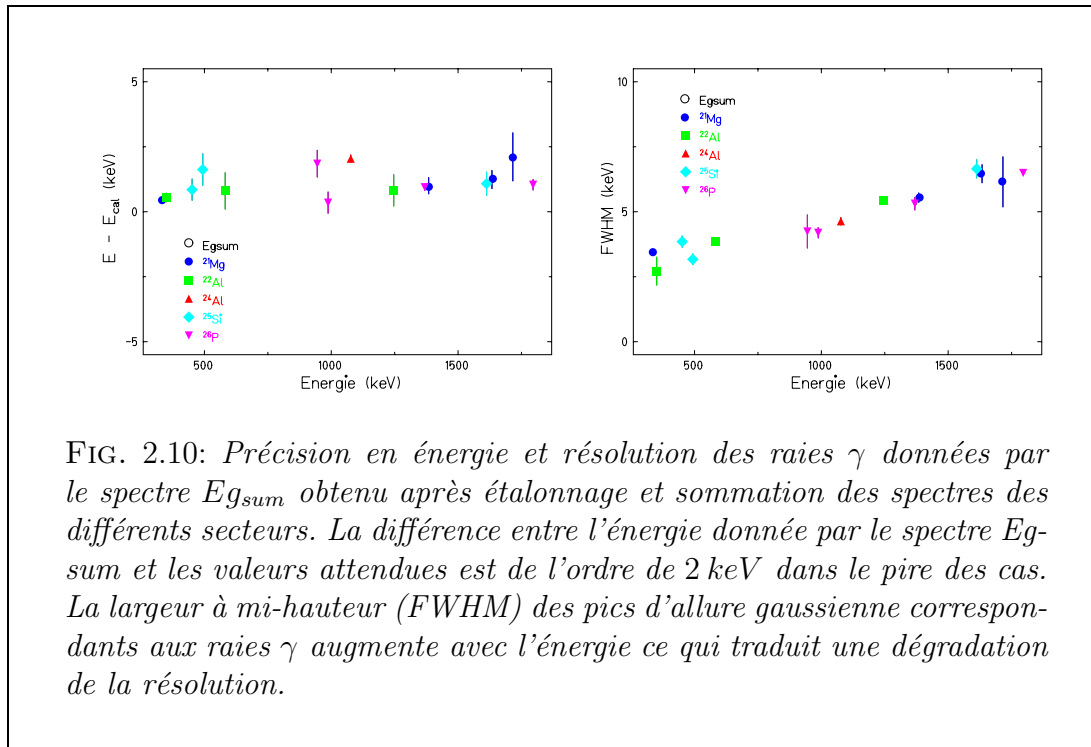


FIG. 2.10: Précision en énergie et résolution des raies  $\gamma$  données par le spectre  $E_{g_{\text{sum}}}$  obtenu après étalonnage et sommation des spectres des différents secteurs. La différence entre l'énergie donnée par le spectre  $E_{g_{\text{sum}}}$  et les valeurs attendues est de l'ordre de 2 keV dans le pire des cas. La largeur à mi-hauteur (FWHM) des pics d'allure gaussienne correspondants aux raies  $\gamma$  augmente avec l'énergie ce qui traduit une dégradation de la résolution.

sur la détermination des énergies des raies  $\gamma$  à partir du spectre somme  $E_{g_{\text{sum}}}$  est indépendante de leur énergie. En revanche, la résolution du détecteur se dégrade à mesure que l'énergie des raies  $\gamma$  augmente. La largeur à mi-hauteur des pics d'allure gaussienne est ainsi proportionnelle à la racine carrée de l'énergie du rayonnement  $\gamma$  détecté [11]. Elle est comprise entre 3 keV à basse énergie ( $E_{\gamma} = 300 \text{ keV}$ ) et 7 keV à haute énergie ( $E_{\gamma} = 1800 \text{ keV}$ ).

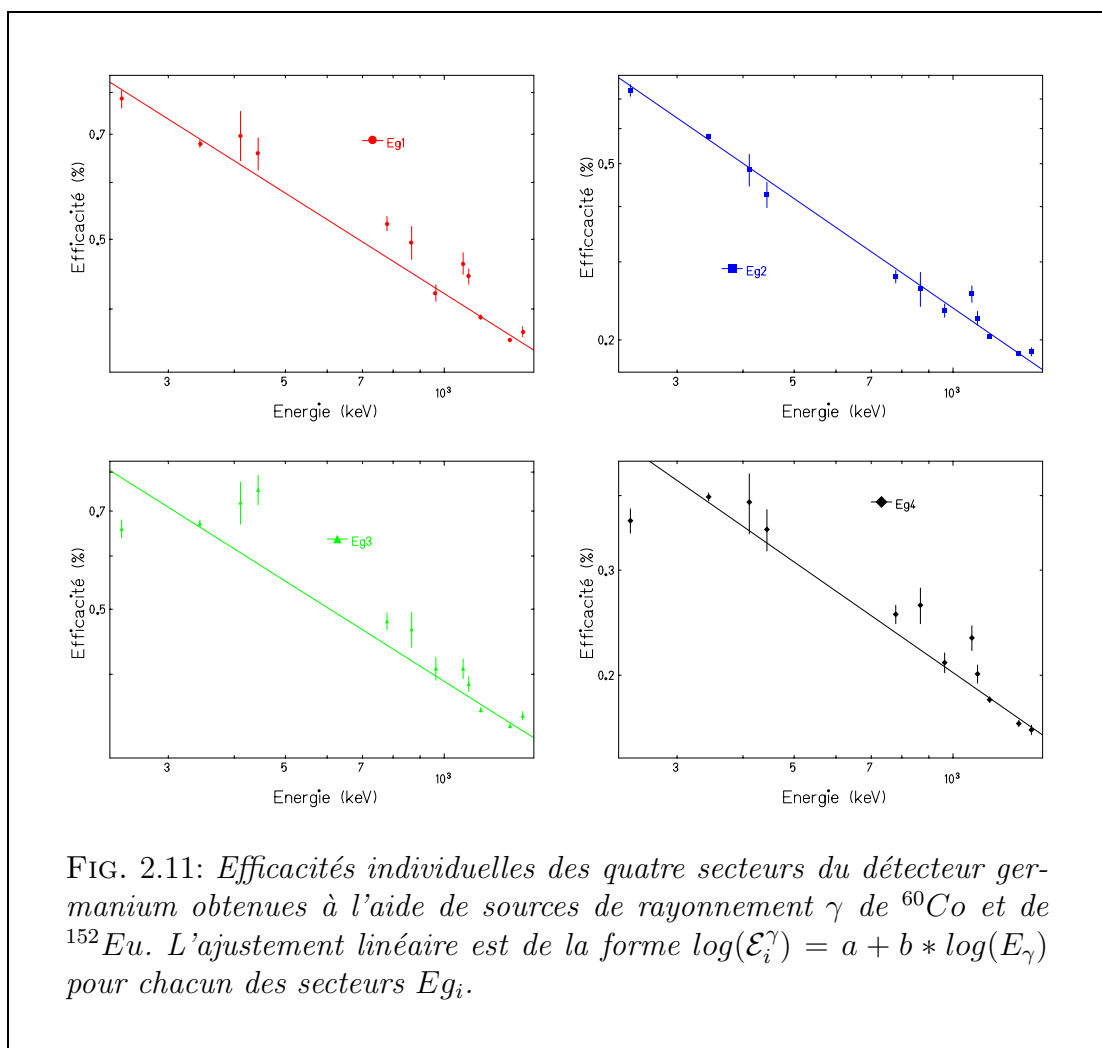
#### 2.1.4 Efficacité de détection

On s'intéresse ici à l'efficacité de détection du rayonnement  $\gamma$  par le détecteur germanium et à celle des protons par le détecteur E3. Elles dépendent à la fois des efficacités intrinsèques de détection et de la disposition spatiale des détecteurs. Les cristaux du détecteur germanium ont une efficacité de détection intrinsèque significative pour un rayonnement  $\gamma$  d'énergie comprise entre quelques centaines de keV et 2 MeV. En dehors de cet intervalle, seules les raies  $\gamma$  de forte intensité peuvent être traitées. L'efficacité de détection est en outre limitée par la géométrie du dispositif expérimental : les noyaux étudiés sont implantés dans le détecteur E3, et seul le rayonnement  $\gamma$  émis dans la direction du détecteur germanium est détecté. À l'inverse, les protons étant émis au sein du détecteur E3, le faible seuil de détection en énergie de celui-ci permet une efficacité maximale de détection. Cependant, les noyaux étant implantés dans les derniers 100  $\mu\text{m}$  du détecteur, ceux des protons qui ont une énergie suffisante et qui sont émis dans la direction du détecteur E4 sortent du détecteur E3. Ils ne cèdent alors qu'une fraction de leur énergie au détecteur et les événements de décroissance  $\beta$ - $p$  correspondants ne peuvent être analysés.

### Efficacité de détection $\gamma$

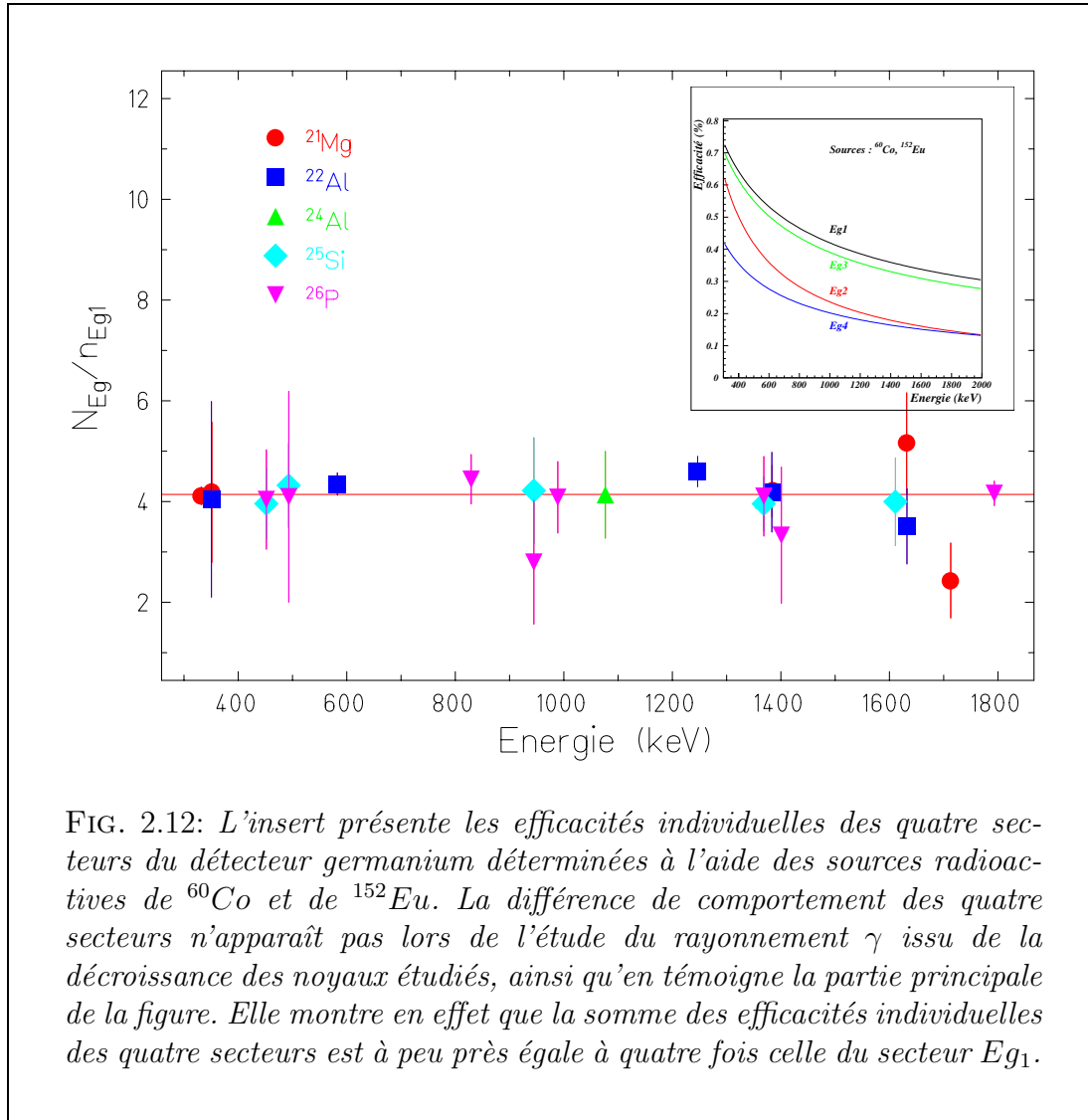
L'efficacité de détection des quatre cristaux du détecteur germanium a été estimée en utilisant deux sources de  $^{60}\text{Co}$  et de  $^{152}\text{Eu}$  placées à la position occupée par le détecteur E3. La figure 2.11 présente les ajustements donnant les efficacités individuelles de chacun des éléments  $Eg_i$ . Les ajustements les plus précis sont donnés par des droites dans une échelle logarithmique en efficacité et en énergie. Les efficacités individuelles sont comprises entre 0.7 % à 400 keV et 0.2 % à 2 MeV.

Compte tenu de la géométrie du dispositif de détection, on s'attend à ce que les



efficacités de détection individuelles des quatre secteurs soient identiques. L'insert de la figure 2.12 montre qu'il n'en est rien et l'efficacité du secteur  $Eg_4$  est par exemple deux fois plus faible que celle du secteur  $Eg_1$ . En revanche, lors de l'analyse du rayonnement  $\gamma$  émis dans la décroissance des noyaux étudiés, les différents secteurs présentent des efficacités similaires. C'est ce qu'illustre la partie principale de la figure 2.12 qui donne le rapport  $N_{Eg}/n_{Eg_1}$  du nombre total de coups enregistrés par les quatre secteurs et par le premier d'entre d'eux dans les pics correspondants aux raies

d'émission  $\gamma$  des différents noyaux. Ce rapport est en moyenne égal à 4.15 (8) sur toute la gamme en énergie, ce qui est proche de la valeur attendue ( $N_{Eg} = 4 * n_{Eg1}$ ).



L'anomalie observée lors de la détermination des efficacités individuelles provient probablement du mode particulier d'acquisition des données. En effet, dans cette partie de l'expérience, les secteurs du détecteur germanium déclenchaient eux-mêmes l'acquisition des données quand, lors de l'étude des différents noyaux, le déclenchement était opéré par les détecteurs de radioactivité  $\beta$  et proton.

L'efficacité totale de détection du détecteur germanium n'est pas exactement égale à quatre fois celle de l'un quelconque des secteurs car il faut tenir compte des événements de rayonnement  $\gamma$  ayant cédé une fraction de leur énergie dans un secteur et le reste de leur énergie dans le ou les autres secteurs. Ces événements sont dûs à l'effet Compton et G. Duchêne et ses collaborateurs proposent une procédure permettant de les prendre en compte [12]. Elle consiste à déduire l'efficacité totale  $\mathcal{E}^\gamma$  d'un détecteur germanium segmenté de la somme des efficacités individuelles  $\sum_i \mathcal{E}_i^\gamma$

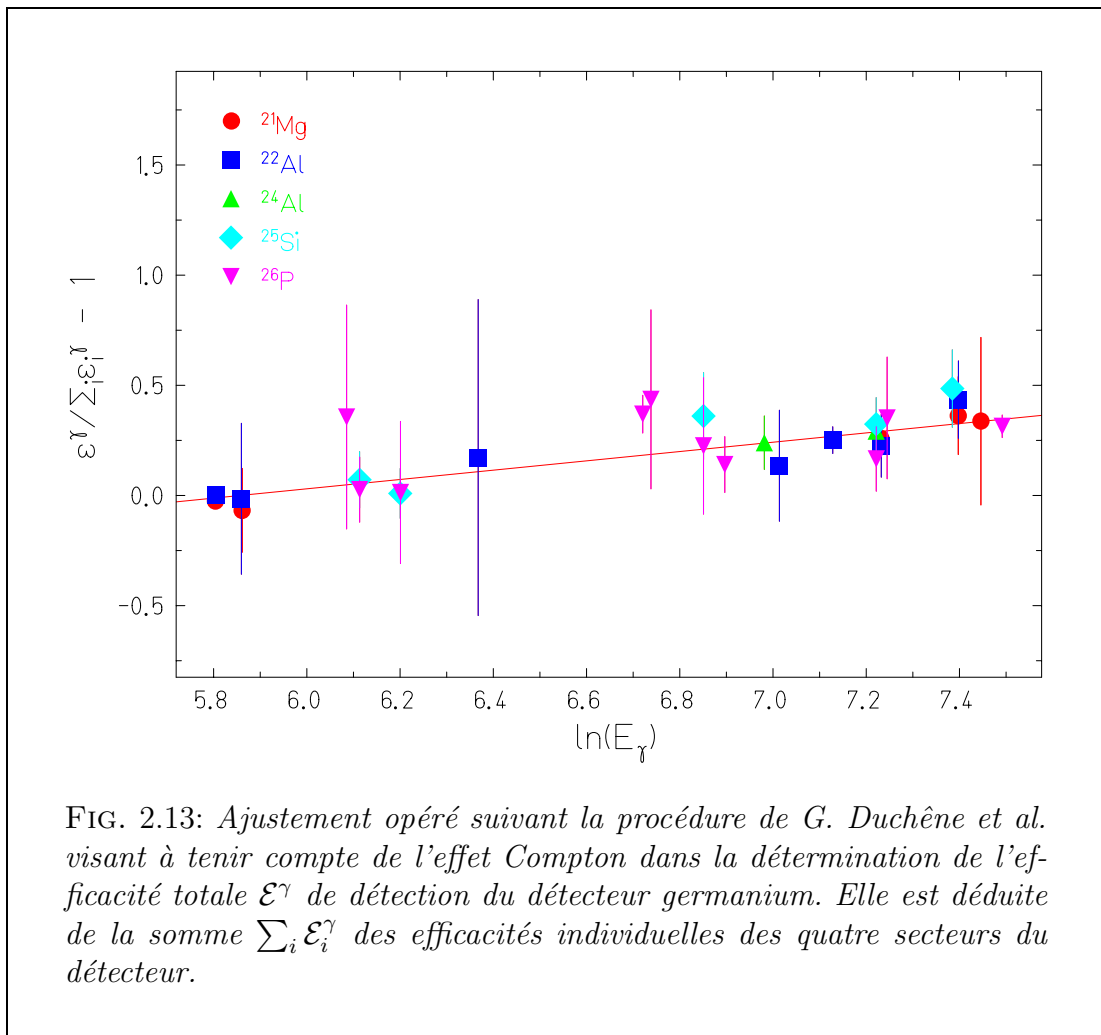
des différents secteurs par le biais d'un ajustement de la forme :

$$\mathcal{E}^\gamma = (1 + f) * \sum_i \mathcal{E}_i^\gamma \quad \text{avec} \quad f = a + b * \ln(E_\gamma) \quad (2.6)$$

où  $a$  et  $b$  sont des coefficients constants et où  $E_\gamma$  désigne l'énergie du rayonnement  $\gamma$ . L'anomalie signalée précédemment ne permet pas de prendre en compte les efficacités individuelles des secteurs du cristal de germanium déterminées à l'aide des sources radioactives de  $^{60}\text{Co}$  et de  $^{152}\text{Eu}$ . Celle du premier secteur étant la plus élevée, j'ai fait l'hypothèse qu'elle a très peu varié au cours de l'expérience et la somme des efficacités individuelles a été déduite de l'efficacité du premier secteur à partir de la valeur de  $N_{Eg}/n_{Eg1}$  obtenue précédemment :

$$\sum_i \mathcal{E}_i^\gamma = 4.15 (8) * \mathcal{E}_1^\gamma \quad (2.7)$$

La figure 2.13 présente le résultat de cet ajustement, opéré à l'aide des transitions  $\gamma$  prises en compte dans la figure 2.12.



En conclusion, l'efficacité totale de détection du détecteur germanium a été obtenue en trois étapes :

- détermination de l'efficacité de référence du premier secteur  $E_{g_1}$  : elle découle de l'ajustement opéré à l'aide des sources de  $^{60}Co$  et de  $^{152}Eu$ , proposé par la figure 2.11.

$$\mathcal{E}_1^\gamma = 10^{(1.02(3) - 0.464(8) * \log(E_\gamma))} \quad (2.8)$$

- détermination de l'efficacité somme des quatre secteurs : elle est obtenue par l'ajustement proposé par la figure 2.12.

$$\sum_i \mathcal{E}_i^\gamma = 4.15(8) * \mathcal{E}_1^\gamma \quad (2.9)$$

- détermination de l'efficacité totale tenant compte de l'effet Compton. Elle est donnée par l'ajustement proposé par la figure 2.13 en application de la procédure de G. Duchêne *et al.*

$$\mathcal{E}^\gamma = [1 - 1.21(12) + 0.206(18) * \ln(E_\gamma)] * \sum_i \mathcal{E}_i^\gamma \quad (2.10)$$

L'efficacité totale de détection du rayonnement  $\gamma$  varie finalement de 2.9% à 300 keV à 1.8% à 1.8 MeV. La grande différence de comportement des secteurs du cristal de germanium entre la phase expérimentale dédiée à l'étude des noyaux et celle dédiée à la détermination des efficacités individuelles à l'aide de sources radioactives ne permet pas d'avoir une très grande confiance dans la valeur de l'efficacité totale de détection déduite de la procédure de Duchêne *et al.*. En particulier, l'hypothèse faite d'un comportement univoque du premier secteur ne peut être vérifiée. Cette incertitude pèse avant tout sur l'efficacité totale de détection à basse énergie parce que c'est dans ce domaine que les variations des efficacités individuelles sont les plus importantes, ainsi qu'en témoigne l'insert de la figure 2.12.

Le grand nombre de paramètres intervenant dans l'obtention de l'efficacité totale se traduit par une grande incertitude sur sa valeur. En notant  $\Delta x_i$  l'incertitude sur les paramètres  $x_i$  des ajustements précédents, l'incertitude sur l'efficacité totale de détection pour un évènement donnant lieu à une transition  $\gamma$  d'énergie  $E_\gamma$  ( $\Delta E_\gamma$ ) donnée a été obtenue comme la valeur moyenne des quantités suivantes :

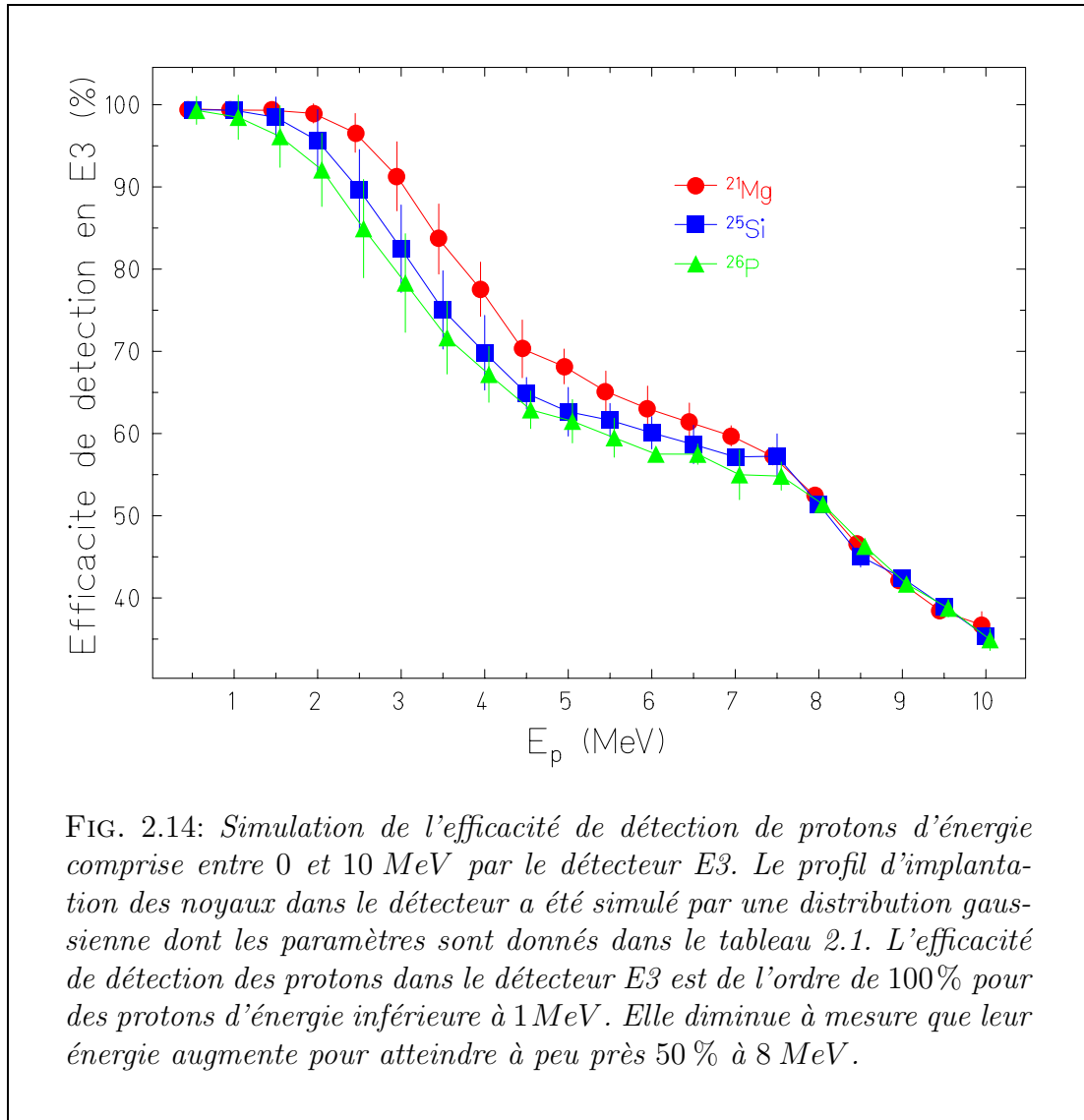
$$\Delta \mathcal{E}^{\gamma \pm} = \sqrt{\sum_i [\mathcal{E}_i^\gamma(x_i \pm \Delta x_i; E_\gamma \pm \Delta E_\gamma) - \mathcal{E}_i^\gamma(x_i; E_\gamma)]^2} \quad (2.11)$$

L'incertitude sur la valeur de l'efficacité totale de détection du rayonnement  $\gamma$  est ainsi comprise entre 16% et 18% sur une gamme en énergie allant de 300 keV à 1.8 MeV.

### Efficacité de détection des protons

Les protons retardés émis dans la décroissance  $\beta$  des noyaux étudiés ont une énergie comprise entre quelques centaines de  $keV$  et quelques  $MeV$ . Le parcours correspondant des protons varie alors, dans le silicium, de quelques  $\mu m$  à quelques centaines de  $\mu m$ . Compte tenu de ce que les noyaux sont implantés à moins de  $50\mu m$  du bord du détecteur E3, nombres des protons sont susceptibles de s'échapper du détecteur.

Les caractéristiques des profils d'implantation de  $^{21}\text{Mg}$ ,  $^{25}\text{Si}$  et de  $^{26}\text{P}$  dans le détecteur E3 ayant été déterminées précédemment, l'efficacité de détection de protons d'énergie  $E_p$  comprise entre 0 et 10  $MeV$  a été simulée à l'aide du code GEANT [7]. Le résultat de la simulation est donné pour chacun des noyaux étudié dans la figure 2.14.



Pour une énergie des protons émis inférieure à 1  $MeV$ , l'efficacité de détection est voisine de 100% indépendamment du noyau considéré. Entre 1  $MeV$  et 8  $MeV$ , la



profondeur d'implantation variable des noyaux est responsable des différences d'efficacité. Au dessus de  $8\text{ MeV}$ , l'efficacité de détection des protons est inférieure à 50 % et elle diminue à mesure que leur énergie augmente. Il n'y a plus, alors, de dépendance de l'efficacité avec la profondeur d'implantation des noyaux.

Le point critique de la simulation est la détermination des profondeurs d'implantation des noyaux, elles mêmes déduites de simulations à l'aide du programme LISE. Pour prendre en compte cette incertitude, le centre de chaque distribution gaussienne d'implantation a été décalé vers la gauche et vers la droite de  $10\ \mu\text{m}$ . L'incertitude sur l'efficacité de détection a ensuite été obtenue en considérant les valeurs d'efficacité minimale et maximale données par la simulation. Suivant cette procédure, l'incertitude relative sur l'efficacité n'excède pas 8 % sur toute la gamme en énergie. Des simulations réalisées à l'aide d'un code simple calculant le parcours des protons dans le détecteur d'implantation ont donné des résultats similaires à ceux obtenus à l'aide du code GEANT.

### 2.1.5 Nombre de noyaux implantés

Les intensités absolues des processus d'émission  $\beta-p$  et de rayonnement  $\gamma$  sont obtenues en rapportant le nombre total de coups enregistrés dans les spectres délivrés par le détecteur E3 et le détecteur germanium au nombre total de noyaux produits et «utiles au regard de l'analyse». Une faible fraction des noyaux étudiés (moins de 5 % d'entre eux) est en effet implantée dans le détecteur E4 au lieu du détecteur E3. La décroissance  $\beta-p$  de ces noyaux n'est pas étudiée car seul le détecteur E3 est en charge de l'observation de ce type d'évènement. En revanche, l'émission de rayonnement  $\gamma$  par les noyaux implantés dans le détecteur E4 est prise en compte par le détecteur germanium. Dans le cas de décroissances  $\beta-p$ , l'évaluation porte ainsi sur le nombre de noyaux implantés dans le seul détecteur E3. Dans le cas de l'émission de rayonnement  $\gamma$ , l'évaluation porte sur le nombre de noyaux implantés dans les deux détecteurs E3 et E4.

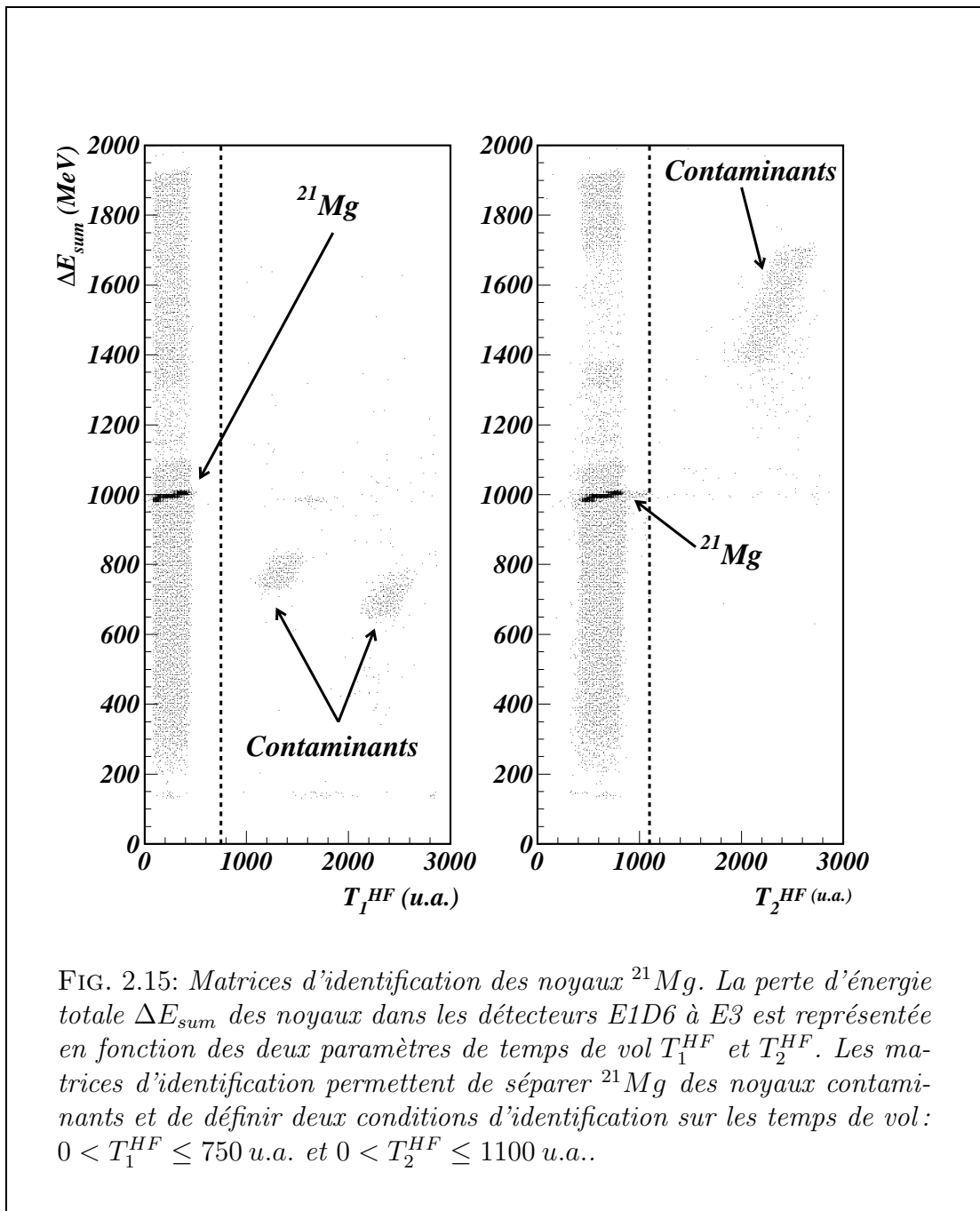
Cette évaluation est opérée en deux temps. La première étape consiste à identifier les noyaux d'intérêt en les distinguant des autres noyaux également produits lors de la fragmentation (contaminants). La plus grande partie de ces contaminants ne parviennent pas jusqu'au dispositif expérimental du fait de la séparation isotopique opérée par la ligne LISE 3. Les taux de contamination sont ainsi généralement très faible ( $< 1\%$  pour le  $^{21}\text{Mg}$  et le  $^{25}\text{Si}$ ,  $< 3\%$  pour le  $^{24}\text{Al}$ ). Dans ce cas, on peut faire l'économie de la détermination précise du nombre de contaminants et ne s'intéresser qu'aux noyaux étudiés. En revanche, pour des noyaux difficilement produits parce que très éloignés de la vallée de stabilité, le taux relatif de noyaux contaminants est plus élevé (près de  $10\%$  pour le  $^{26}\text{P}$ ). Dans ce cas, ils peuvent contribuer de manière significative aux différents processus radioactifs et il est impératif de les identifier et de déterminer leur nombre avec précision.

Les deux procédures d'évaluation du nombre de noyaux implantés, associées respectivement aux noyaux produits avec un taux de contamination très faible et relativement important, sont illustrés par les deux exemples de  $^{21}\text{Mg}$  et  $^{26}\text{P}$ . Le noyau  $^{24}\text{Al}$ , qui entre dans la première catégorie, a fait l'objet de cette procédure car l'étude de sa décroissance  $\beta-\gamma$  est menée dans la suite pour déterminer le taux de déclenche-

ment de l'acquisition.

Dans tous les cas, l'identification repose sur l'analyse des trois informations de temps de vol  $T_1^{GAL}$ ,  $T_1^{HF}$  et  $T_2^{HF}$  et des différentes pertes d'énergies des noyaux dans les détecteurs E1D6, E1, E2 et E3. L'étalonnage en perte d'énergie de ces derniers permet de définir le paramètre  $\Delta E_{sum}$  (exprimé en  $MeV$ ) obtenu comme la somme des pertes d'énergie des noyaux dans les différents détecteurs ( $\Delta E_{sum} = \Delta E_{D6} + \Delta E_1 + \Delta E_2 + \Delta E_3$ ). Il correspond à l'énergie totale des noyaux en sortie de la ligne de séparation.

La seconde étape de comptage peut alors être réalisée en considérant le spectre de



perte d'énergie  $\Delta E_3$  conditionné par les paramètres précédents et donnant le profil de l'implantation des noyaux dans le détecteur E3.

### Exemple de $^{21}Mg$

La figure 2.15 présente les deux matrices d'identification ( $\Delta E_{sum}, T_1^{HF}$ ) (partie de gauche) et ( $\Delta E_{sum}, T_2^{HF}$ ) (partie de droite) obtenues pour le  $^{21}Mg$ . La première matrice permet d'isoler les noyaux de  $^{21}Mg$  ( $T_1^{HF} \leq 750 \text{ u.a.}$ ) de deux premiers groupes de contaminants. La seconde matrice d'identification ( $T_2^{HF}, \Delta E_{sum}$ ) a été obtenue en imposant la condition  $T_1^{HF} \leq 750 \text{ u.a.}$ . Cela permet d'isoler un troisième groupe de contaminants et de définir une nouvelle condition d'identification de  $^{21}Mg$ :  $0 < T_2^{HF} \leq 1100 \text{ u.a.}$ .

La détermination du nombre de noyaux  $^{21}Mg$  produits repose sur les deux conditions d'identification précédentes. Pour déterminer le nombre de noyaux implantés dans le détecteur E3 (décroissance  $\beta-p$ ) et dans les deux détecteurs E3 et E4 (décroissance  $\beta-\gamma$ ), il suffit d'imposer des conditions supplémentaires sur les pertes d'énergies individuelles dans les différents détecteurs. La partie gauche de la figure 2.16 donne en échelle logarithmique le spectre de perte d'énergie en E3 des noyaux qui respectent les deux conditions de temps de vol précédentes et dont la perte d'énergie en E1D6, en E1 et en E2 est non nulle (décroissance  $\beta-\gamma$ ). La partie de droite donne le même spectre avec la condition supplémentaire que la perte d'énergie des noyaux en E4 est nulle. Dans ce cas, on ne tient compte que des noyaux qui se sont arrêtés dans le détecteur E3 (décroissance  $\beta-p$ ).

Dans les deux cas, deux pics apparaissent à haute perte d'énergie ( $\Delta E_3 > 550 \text{ MeV}$ ) qui correspondent à l'implantation de noyaux cédant plus d'énergie dans le détecteur E3 que le  $^{21}Mg$ . Il s'agit donc de noyaux contaminants ayant le même temps de vol que le  $^{21}Mg$ . J'ai fait l'hypothèse qu'il existe au moins autant de noyaux contaminants cédant en moyenne moins d'énergie dans le détecteur E3 que  $^{21}Mg$  et invisibles dans les spectres parce qu'ils sont noyés dans la traîne à basse perte d'énergie du pic d'implantation de  $^{21}Mg$ .

En notant  $N_{impl}(^{21}Mg)$  le nombre de noyaux  $^{21}Mg$  recherché,  $N_{impl}(cont)$  le nombre de contaminants à haute énergie d'implantation et  $N_{impl}(tot)$  le nombre total de coups dans le spectre, on a alors  $N_{impl}(tot) \approx N_{impl}(^{21}Mg) + 2 * N_{impl}(cont)$ . On en déduit :

$$N_{impl}(^{21}Mg) = (N_{impl}(tot) - 2 * N_{impl}(cont)) \pm N_{impl}(cont) \quad (2.12)$$

L'intégration du spectre total et le calcul du nombre de coups pour une énergie  $\Delta E_3$  supérieure à  $550 \text{ MeV}$  (partie grisée du spectre) permet de déterminer les paramètres de l'équation 2.12. L'incertitude sur le nombre de noyau  $N_{impl}(^{21}Mg)$  recherché est ainsi estimée d'après le nombre de noyaux contaminants observés à haute perte d'énergie. Les nombres de noyaux  $^{21}Mg$  implantés au regard des processus d'émission de protons et de rayonnement  $\gamma$  sont donnés dans le tableau 2.4. Le taux d'implantation des noyaux a été estimé en considérant le nombre de noyaux implantés au regard de l'émission de rayonnement  $\gamma$ .

Noyau	Processus radioactif	Nombre de noyaux implantés	Taux d'implantation
$^{21}\text{Mg}$	décroissance $\beta-p$	$848000 \pm 3000$	$\approx 310 \text{ s}^{-1}$
	décroissance $\beta-\gamma$	$876000 \pm 3000$	

TAB. 2.4: Nombre de noyaux de  $^{21}\text{Mg}$  produits au regard des processus d'émission de protons et de rayonnement  $\gamma$ . Le faible nombre de noyaux contaminants produits permet d'obtenir une très bonne précision sur ces quantités ( $\leq 0.4\%$ ).

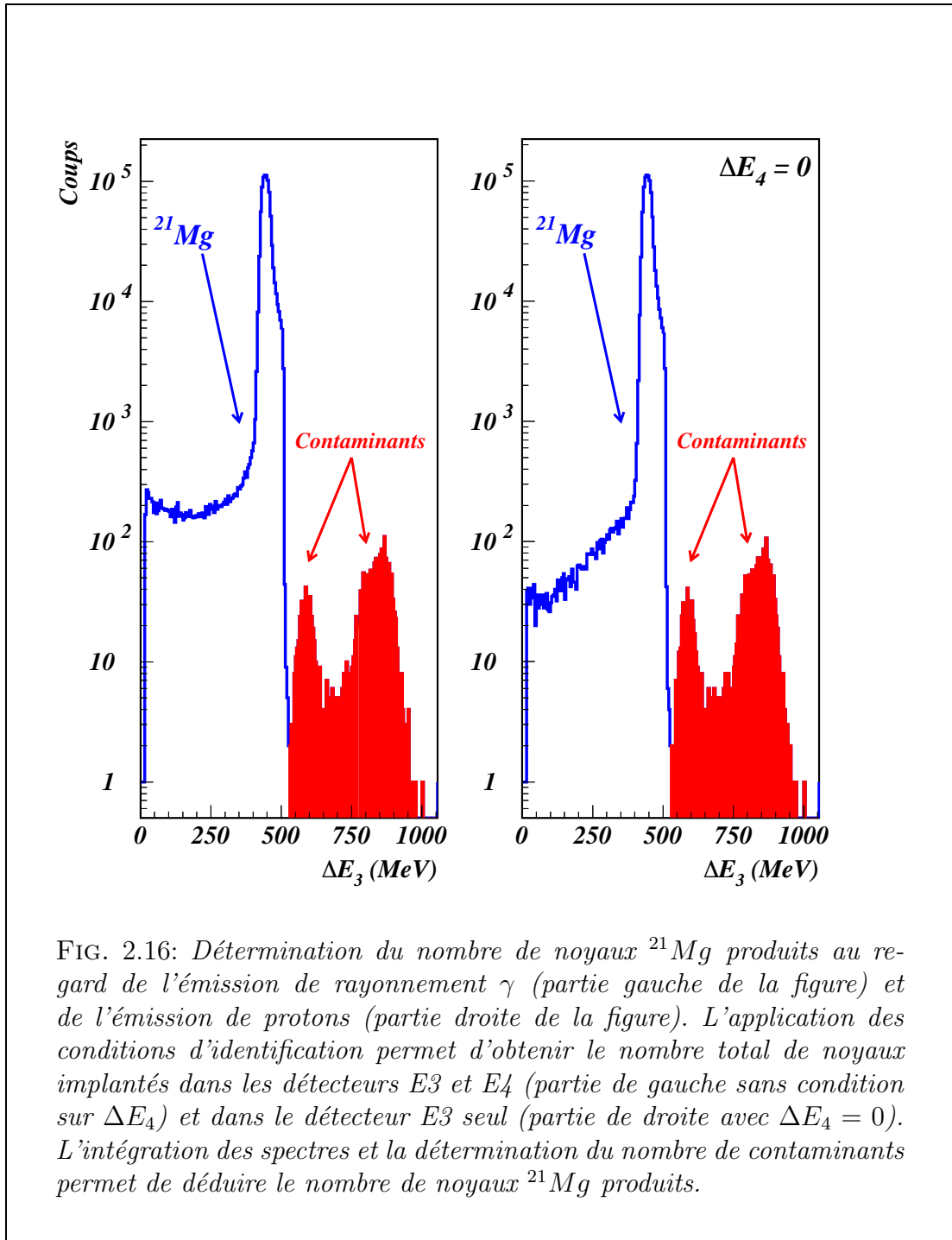


FIG. 2.16: Détermination du nombre de noyaux  $^{21}\text{Mg}$  produits au regard de l'émission de rayonnement  $\gamma$  (partie gauche de la figure) et de l'émission de protons (partie droite de la figure). L'application des conditions d'identification permet d'obtenir le nombre total de noyaux implantés dans les détecteurs  $E_3$  et  $E_4$  (partie de gauche sans condition sur  $\Delta E_4$ ) et dans le détecteur  $E_3$  seul (partie de droite avec  $\Delta E_4 = 0$ ). L'intégration des spectres et la détermination du nombre de contaminants permet de déduire le nombre de noyaux  $^{21}\text{Mg}$  produits.

La détermination du nombre de noyaux  $^{24}\text{Al}$  implantés au cours de l'expérience est nécessaire pour déterminer le taux de déclenchement de l'acquisition pour un évènement de radioactivité  $\beta$ .  $^{24}\text{Mg}$ , issus de la décroissance  $\beta$  de  $^{24}\text{Al}$ , n'est pas émetteur de protons, de sorte qu'on ne doit déterminer que le nombre de noyaux produits au regard de la décroissance  $\beta-\gamma$ .

$^{25}\text{Si}$  donne lieu quant à lui à une émission retardée de protons et de rayonnement  $\gamma$ . On doit donc déterminer les nombres de noyaux implantés au regard des deux types d'émission.

Dans les deux cas, le nombre des contaminants est faible de sorte que la procédure adoptée pour la détermination du nombre de noyaux  $^{21}\text{Mg}$  produits peut être appliquée de la même manière. Elle conduit aux nombres d'implantations donnés dans le tableau 2.5.

Noyau	Processus radioactif	Nombre de noyaux implantés	Taux d'implantation
$^{24}\text{Al}$	décroissance $\beta-\gamma$	$1205000 \pm 4000$	$\approx 530 \text{ s}^{-1}$
$^{25}\text{Si}$	décroissance $\beta-p$	$469000 \pm 1000$	$\approx 300 \text{ s}^{-1}$
	décroissance $\beta-\gamma$	$492000 \pm 1000$	

TAB. 2.5: Nombre de noyaux  $^{24}\text{Al}$  et  $^{25}\text{Si}$  produits au regard du processus d'émission de protons et de rayonnement  $\gamma$ . La précision sur le nombre de noyaux implantés est de l'ordre de 0.3 % pour  $^{24}\text{Al}$  et de 0.2 % pour  $^{25}\text{Si}$ .

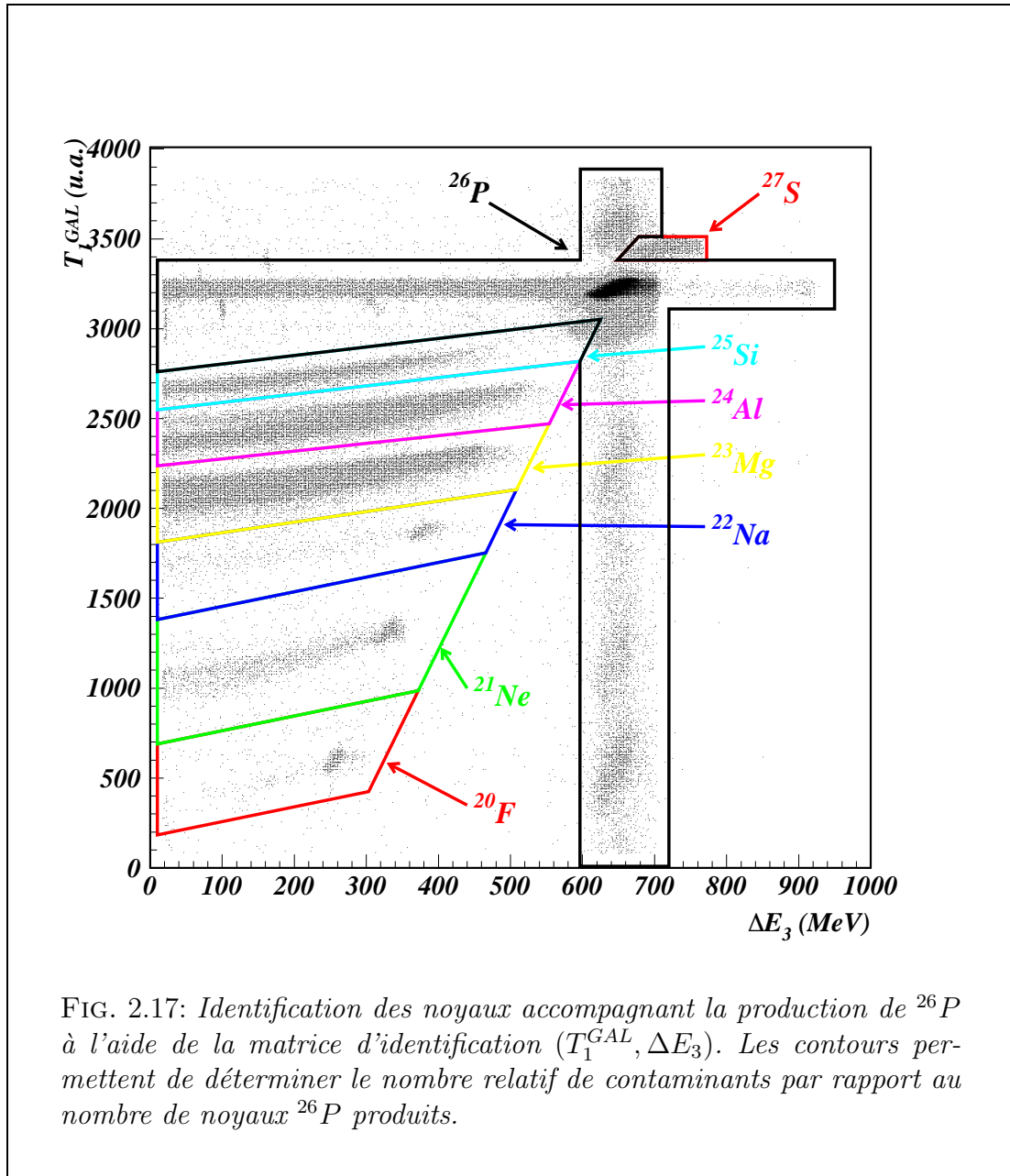
### Exemple du noyau $^{26}\text{P}$

$^{26}\text{P}$  est produit en même temps que nombre de contaminants et l'identification des différentes espèces rend nécessaire l'utilisation de la matrice d'identification ( $T_1^{\text{GAL}}, \Delta E_3$ ) où  $T_1^{\text{GAL}}$  désigne la mesure de temps de vol des noyaux opérée entre un détecteur de type galette à micro-canaux et le détecteur E1D6. La figure 2.17 en donne une représentation avec la condition que les pertes d'énergie des noyaux dans les quatre détecteurs E1D6, E1, E2 et E3 sont non nulles.

Les noyaux accompagnant  $^{26}\text{P}$  en sont tous des isotones, ce qui facilite leur identification. Les noyaux produits cèdent d'autant moins d'énergie dans le détecteur E3 lors de leur implantation qu'ils sont légers. On définit ainsi huit contours associés aux noyaux  $^{27}_{16}\text{S}_{11}$ ,  $^{26}_{15}\text{P}_{11}$ ,  $^{25}_{14}\text{Si}_{11}$ ,  $^{24}_{13}\text{Al}_{11}$ ,  $^{23}_{12}\text{Mg}_{11}$ ,  $^{22}_{11}\text{Na}_{11}$ ,  $^{21}_{10}\text{Ne}_{11}$  et  $^{20}_9\text{F}_{11}$ .

L'efficacité de détection de la galette à micro-canaux varie de 21 à 45 % suivant le numéro atomique  $Z$  du noyau détecté. Le comptage du nombre de coups enregistré dans chacun des contours ne peut donc conduire à une estimation relative du nombre de noyaux implantés qu'à la condition d'opérer une correction tenant compte de l'efficacité de détection associée à chaque type de noyau produit. Cette correction est estimée de la manière suivante: les contours définis pour les différents noyaux produits et représentés dans la figure 2.17 permettent de les identifier dans la nouvelle représentation matricielle ( $\Delta E_{\text{sum}}, T_1^{\text{HF}}$ ) présentée dans la figure 2.18. Elle permet

de définir de nouveaux contours (différents de ceux représentés sur cette figure) prenant en compte sans ambiguïté les noyaux d'un seul type déterminé. Chacun des



conditionnements assurés par ces contours est finalement utilisé dans une nouvelle représentation  $(\Delta E_{sum}, T_1^{GAL})$ . Le rapport des nombres de coups observés d'une part dans les contours opérés dans les matrices  $(\Delta E_{sum}, T_1^{HF})$  et d'autre part dans leurs projections dans les matrices  $(\Delta E_{sum}, T_1^{GAL})$  permet de déterminer la correction à apporter à l'efficacité de détection de la galette à micro-canaux attachée à chacun des différents types de noyaux produits. L'application de cette correction permet de déduire des comptages opérés à l'aide des contours de la figure 2.17 le taux de production relatif des différents noyaux en regards des noyaux  $^{26}\text{P}$ . Le tableau 2.6 en donne les valeurs.

Noyau	$^{27}\text{S}$	$^{26}\text{P}$	$^{25}\text{Si}$	$^{24}\text{Al}$	$^{23}\text{Mg}$	$^{22}\text{Na}$	$^{21}\text{Ne}$	$^{20}\text{F}$
T. P. (%)	0.6	100	1.2	3.6	6.7	0.2	0.5	0.2

TAB. 2.6: Taux de production relatifs (T.P.) des noyaux accompagnant  $^{26}\text{P}$ . Ils sont obtenus suivant la procédure décrite dans le corps du texte.

La procédure visant à déterminer l'efficacité de détection de la galette à micro-canaux ne permet d'obtenir qu'une estimation du taux relatif de production des différents noyaux. Pour déterminer correctement le nombre de noyaux  $^{26}\text{P}$  produits,

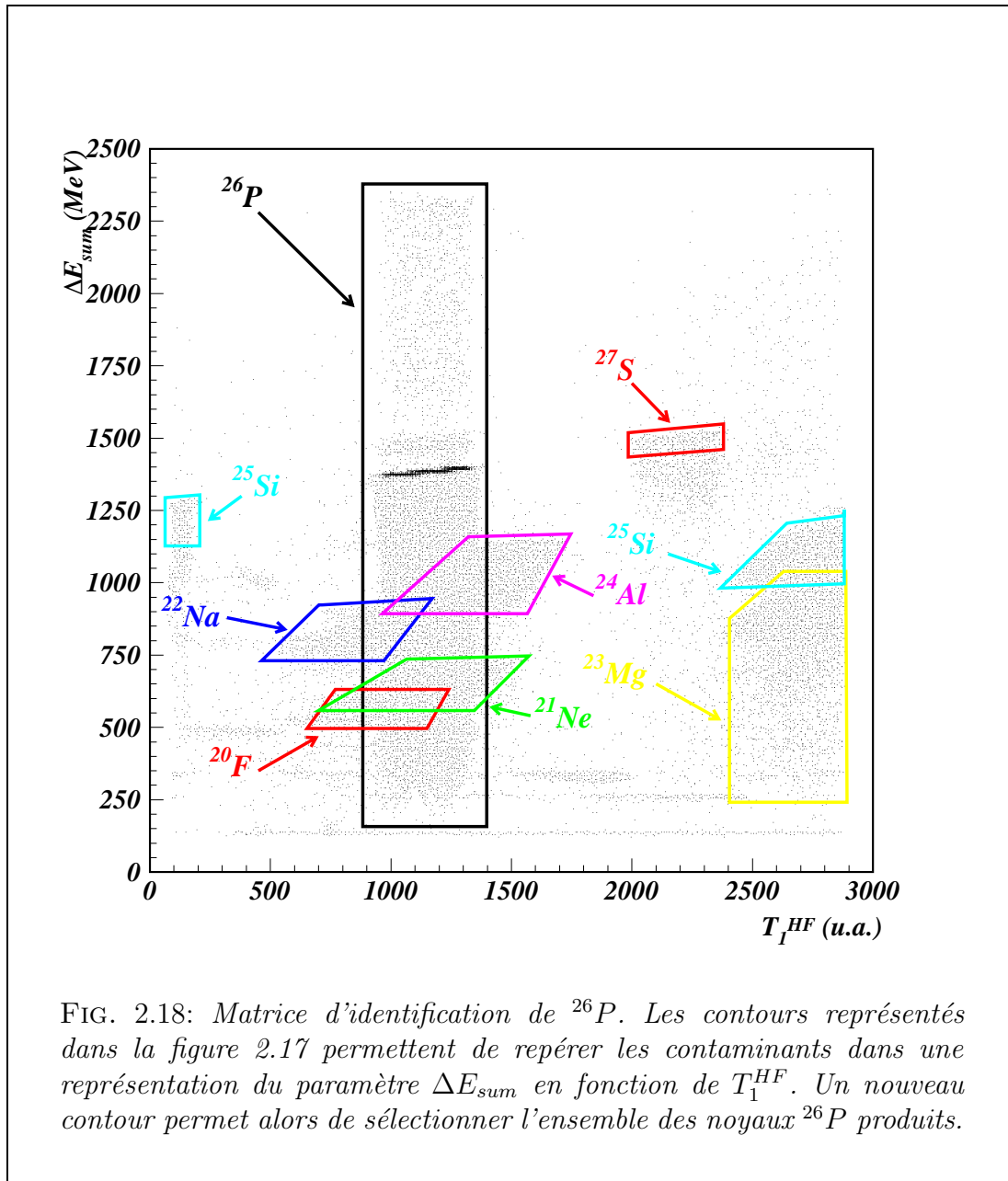
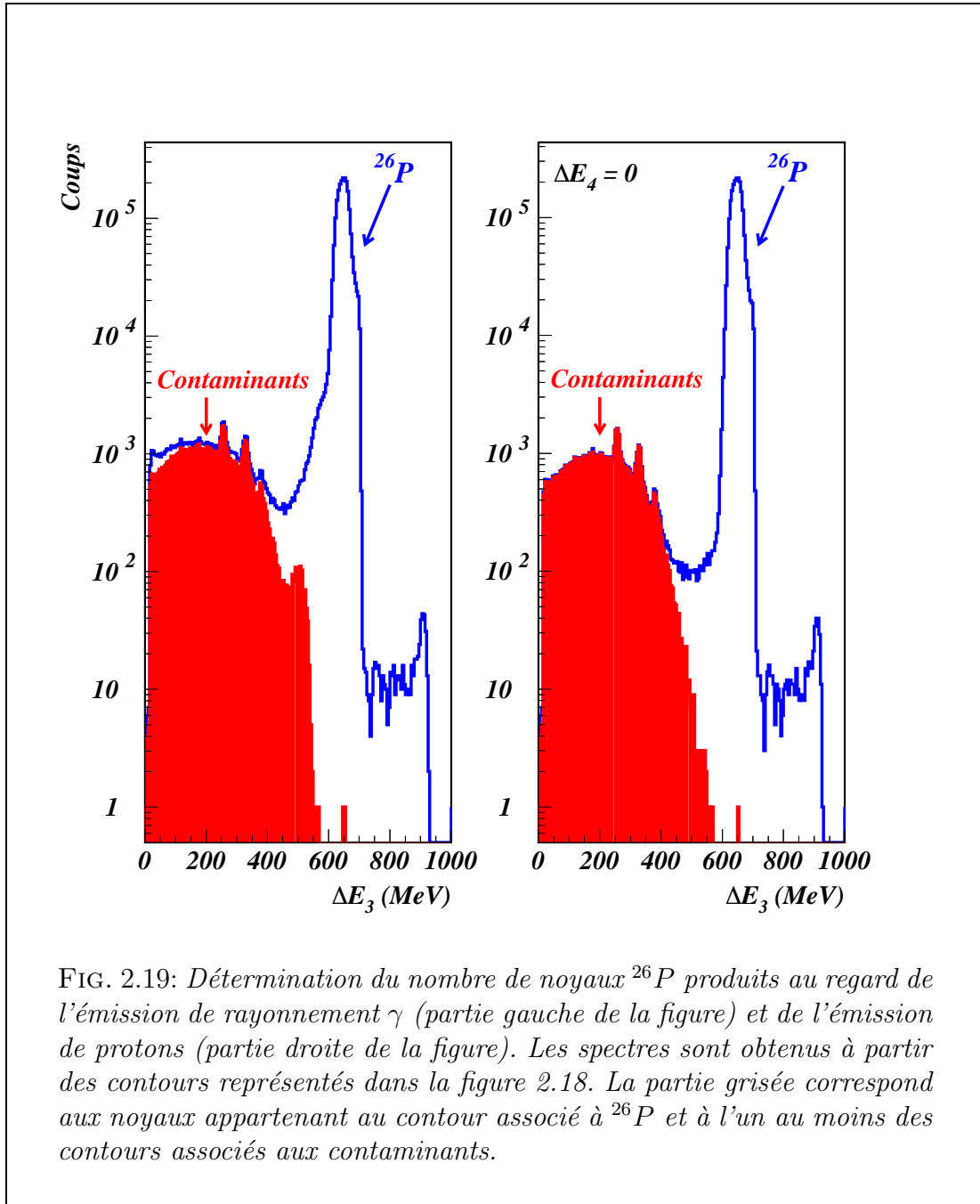


FIG. 2.18: Matrice d'identification de  $^{26}\text{P}$ . Les contours représentés dans la figure 2.17 permettent de repérer les contaminants dans une représentation du paramètre  $\Delta E_{sum}$  en fonction de  $T_1^{HF}$ . Un nouveau contour permet alors de sélectionner l'ensemble des noyaux  $^{26}\text{P}$  produits.

il faut définir un nouveau contour d'identification de ces noyaux dans une représentation matricielle  $(\Delta E_{sum}, T_1^{HF})$ . Ce contour ainsi que ceux associés aux différents

noyaux produits sont représentés dans la figure 2.18. Ils ont pu être établis en projetant dans cette nouvelle matrice le contenu des contours définis dans la figure 2.17 et associés aux différents types de noyaux produits.

La figure 2.19 donne le profil d'implantation des noyaux de  $^{26}\text{P}$  sélectionnés par le



contour représenté dans la figure 2.18. De la même façon que pour la détermination du nombre de noyaux  $^{21}\text{Mg}$  produits au cours de l'expérience, les deux spectres se différencient par une condition supplémentaire sur la position d'implantation des noyaux. La partie de gauche est directement obtenue à partir de la sélection précédente et correspond aux noyaux implantés dans les détecteurs E3 ou E4 (décroissance



$\beta-\gamma$ ). La partie de droite correspond à une perte d'énergie nulle des noyaux dans le détecteur E4, c'est-à-dire à une implantation des noyaux dans le détecteur E3 (décroissance  $\beta-p$ ).

Dans les deux spectres de perte d'énergie  $\Delta E_3$  présentés sur la figure 2.19, la partie grisée correspond aux noyaux appartenant à l'intersection des contours de  $^{26}\text{P}$  avec l'un des contours des noyaux  $^{20}\text{F}$ ,  $^{21}\text{Ne}$ ,  $^{22}\text{Na}$  ou  $^{24}\text{Al}$ . Il est impossible de dissocier  $^{26}\text{P}$  des contaminants dans ces zones communes et on peut faire l'hypothèse qu'ils contribuent à parts égales. En notant  $N_{impl}(^{26}\text{P})$  le nombre de noyaux  $^{26}\text{P}$  recherché,  $N_{impl}(tot)$  le nombre total de coups dans un spectre et  $N_{impl}(cont)$  le nombre de coups dans la partie grisée, on suppose ainsi que l'on a :

$$N_{impl}(^{26}\text{P}) = \left( N_{impl}(tot) - \frac{1}{2} * N_{impl}(cont) \right) \pm \frac{1}{2} * N_{impl}(cont) \quad (2.13)$$

L'intégration des différents spectres permet de déterminer la valeur des quantités  $N_{impl}(tot)$  et  $N_{impl}(cont)$ . Ils conduisent aux nombres de noyaux  $^{26}\text{P}$  produits ( $N_{impl}(^{26}\text{P})$ ) au regard des deux processus radioactifs, donnés dans le tableau 2.7. Malgré le traitement grossier des contaminants, la précision sur le nombre de noyaux de  $^{26}\text{P}$  produits est de l'ordre de 3 % seulement. Le taux d'implantation des noyaux de  $^{26}\text{P}$  est cinq fois plus faible que pour les noyaux  $^{21}\text{Mg}$  et  $^{25}\text{Si}$  du fait de leur plus grande exotécité (65 noyaux/s contre 300 noyaux/s).

Noyau	Processus radioactif	Nombre de noyaux implantés	Taux d'implantation
$^{26}\text{P}$	décroissance $\beta-p$	$2051000 \pm 61000$	$\approx 65 \text{ s}^{-1}$
	décroissance $\beta-\gamma$	$2177000 \pm 74000$	

TAB. 2.7: Nombre de noyaux de  $^{26}\text{P}$  produits au regard des processus d'émission de protons et de rayonnement  $\gamma$ . L'incertitude sur le nombre de noyaux produits est de l'ordre de 3 %.

## 2.1.6 Détermination des intensités des processus radioactifs

Les deux processus radioactifs étudiés sont les émissions retardées de protons et de rayonnement  $\gamma$  dans la décroissance  $\beta$  des noyaux sélectionnés. Les intensités absolues associées  $I_p$  et  $I_\gamma$  s'écrivent :

$$I_p = \frac{N_p^{rad}}{N_p^{impl}} \quad \text{et} \quad I_\gamma = \frac{N_\gamma^{rad}}{N_\gamma^{impl}} \quad (2.14)$$

où  $N_p^{rad}$  et  $N_\gamma^{rad}$  désignent les nombres d'événements de radioactivité  $\beta-(2)p$  et  $\beta-\gamma$  caractérisant la décroissance des noyaux étudiés et où  $N_p^{impl}$  et  $N_\gamma^{impl}$  désignent les nombres de noyaux produits au regard de chacun des deux modes d'émission, c'est-à-dire les nombres de noyaux implantés en E3 et en E3 et E4 respectivement.

Le nombre de noyaux produits au regard des deux processus radioactifs a été déterminé dans le paragraphe précédent (tableaux 2.4, 2.5 et 2.7). Les nombres d'évènements de radioactivité  $N_p^{rad}$  et  $N_\gamma^{rad}$  découlent quant à eux de l'analyse des spectres en énergie délivrés par le détecteur E3 et par le détecteur germanium. Les nombres de coups  $N_p^{obs}$  et  $N_\gamma^{obs}$  réellement observés pour chaque transition dépendent de l'efficacité de détection de chacun des détecteurs ( $\mathcal{E}^p(E_p)$  et  $\mathcal{E}^\gamma(E_\gamma)$ ) mais également des conditions particulières du mode d'acquisition ou de traitement des données. Ainsi, les spectres en énergie des protons sont conditionnés par une coïncidence  $\beta$  avec le détecteur E4 et le déclenchement de l'acquisition pour un évènement de radioactivité  $\gamma$  est subordonné à la détection préalable du rayonnement  $\beta$  précurseur (radioactivité  $\beta-\gamma$ ) ou de l'émission antérieure d'un proton (radioactivité  $\beta-(2)p-\gamma$ ). Aux efficacités de détection proprement dites s'ajoutent donc une «efficacité de coïncidence» pour les protons ( $\mathcal{E}_{coinc}^p$ ) et une «efficacité de déclenchement» pour le rayonnement  $\gamma$  ( $\mathcal{E}_{dec}^\gamma$ ).

Les nombres de coups observés dans les spectres de décroissance sont finalement reliés aux nombres réels des évènements de décroissance par les formules suivantes :

$$\begin{cases} N_p^{obs} = N_p^{rad} * \mathcal{E}^p(E_p) * \mathcal{E}_{coinc}^p \\ N_\gamma^{obs} = N_\gamma^{rad} * \mathcal{E}^\gamma(E_\gamma) * \mathcal{E}_{dec}^\gamma \end{cases} \quad (2.15)$$

La détermination des nombres de coups observés permet ainsi de déduire les intensités des processus radioactifs données par le couple d'équations 2.14 :

$$\begin{cases} I_p = \frac{N_p^{obs}}{N_p^{impl} * \mathcal{E}^p(E_p) * \mathcal{E}_{coinc}^p} \\ I_\gamma = \frac{N_\gamma^{obs}}{N_\gamma^{impl} * \mathcal{E}^\gamma(E_\gamma) * \mathcal{E}_{dec}^\gamma} \end{cases} \quad (2.16)$$

Les incertitudes sur chacun des paramètres des relations précédentes sont supposées gaussiennes et indépendantes. L'erreur relative sur les intensités est alors donnée par les relations :

$$\begin{cases} \frac{\Delta I_p}{I_p} = \sqrt{\left(\frac{\Delta N_p^{obs}}{N_p^{obs}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta N_p^{impl}}{N_p^{impl}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \mathcal{E}^p(E_p)}{\mathcal{E}^p(E_p)}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \mathcal{E}_{coinc}^p}{\mathcal{E}_{coinc}^p}\right)^2} \\ \frac{\Delta I_\gamma}{I_\gamma} = \sqrt{\left(\frac{\Delta N_\gamma^{obs}}{N_\gamma^{obs}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta N_\gamma^{impl}}{N_\gamma^{impl}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \mathcal{E}^\gamma(E_\gamma)}{\mathcal{E}^\gamma(E_\gamma)}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \mathcal{E}_{dec}^\gamma}{\mathcal{E}_{dec}^\gamma}\right)^2} \end{cases} \quad (2.17)$$

Elle inclut une composante statistique ( $\Delta N^{obs}/N^{obs} = 1/\sqrt{N^{obs}}$ ) qui ne dépend que du nombre de coups observés pour la transition considérée et une composante systématique qui dépend de la précision obtenue sur la détermination du nombre de noyau implantés ( $\Delta N_\gamma^{impl}/N_\gamma^{impl}$ ) et sur les différentes efficacités de détection et de

coïncidence ou de déclenchement de l'acquisition.

Les efficacités de détection ayant été données dans les paragraphes précédents, il reste à définir les efficacités de coïncidence et de déclenchement.

### Efficacité de coïncidence $\mathcal{E}_{coinc}^p$

La simulation d'un évènement de décroissance  $\beta-p$ , décrite dans le paragraphe consacré à l'étalonnage en énergie du détecteur E3, a montré que le conditionnement du spectre en énergie délivré par le détecteur E3, par l'imposition d'une coïncidence  $\beta$  avec le détecteur E4, permet de réduire les pics observés à leur seule composante gaussienne. Cela permet de réduire la contribution du rayonnement  $\beta$  au spectre enregistré, ce qui offre la possibilité d'observer des transitions  $\beta-p$  de faibles intensités. En contrepartie, il est nécessaire d'évaluer «l'efficacité de coïncidence», c'est-à-dire le pourcentage d'évènements de radioactivité  $\beta-(2)p$  non pris en compte.

La même simulation a montré l'influence de la profondeur d'implantation sur le décalage en énergie du centre des pics de décroissance  $\beta-p$  obtenus en coïncidence avec le détecteur E4 (figure 2.6). Elle a en outre permis de supposer que l'énergie maximale du positon ainsi que l'énergie du proton émis n'ont pas une très grande incidence sur ce décalage en énergie. Ces deux conclusions laissent penser que l'efficacité de coïncidence recherchée doit varier suivant la profondeur d'implantation des noyaux et qu'elle doit être globalement indépendante des caractéristiques énergétiques des processus de désintégration  $\beta-(2)p$ . En d'autres termes, l'efficacité de coïncidence recherchée doit être différente pour chaque noyau et indépendante de l'énergie des transitions  $\beta-(2)p$  étudiées pour un noyau donné.

Afin de vérifier ces hypothèses et déterminer les efficacités de coïncidence associées aux noyaux  $^{21}\text{Mg}$ ,  $^{25}\text{Si}$  et  $^{26}\text{P}$ , plusieurs des pics apparaissant dans les spectres en énergie délivrés par le détecteur E3 ont été analysés de la manière suivante :

- un ajustement gaussien sur un fond linéaire des pics proton obtenus en coïncidence avec le détecteur E4 ( $E_4 > 0$ ) donne un premier nombre de coups dans les pics aux énergies  $E_p$  sélectionnées:  $N_{E_4>0}^g(E_p) = N_p^{obs}(E_p)$ . Le choix arbitraire d'un fond linéaire revient à faire une approximation qui ne prête pas à conséquence compte tenue de la faible largeur des pics ajustés.
- un ajustement par une distribution gaussienne asymétrique (g.a.) sur un fond exponentiel est opéré sur les mêmes pics que précédemment ( $E_4 > 0$ ). Il donne un second nombre de coups dans les pics qui tient compte de l'allure générale du fond  $\beta$  sur lequel reposent les pics obtenus en coïncidence:  $N_{E_4>0}^{g.a.}(E_p)$ .
- un ajustement par une distribution gaussienne asymétrique sur un fond exponentiel est opéré sur les pics proton obtenus en anti-coïncidence avec le détecteur E4 ( $E_4 = 0$ ). Il donne un troisième nombre de coups dans les pics:  $N_{E_4=0}^{g.a.}(E_p)$ .
- les deux ajustements précédents sont alors combinés à l'aide de deux paramètres libres et permettent de réaliser des ajustements sur les pics proton délivrés par le détecteur E3 non conditionné par le détecteur E4 ( $E_4$  quelconque). On obtient alors le nombre de coups réellement enregistrés par le détecteur

$$E4 \text{ aux énergies } E_p \text{ données: } N_{E_4}(E_p) = p1 * N_{E_4>0}^{g.a.}(E_p) + p2 * N_{E_4=0}^{g.a.}(E_p) = N_p^{rad}(E_p) * \mathcal{E}^p(E_p)$$

D'après la première des équations 2.15, l'efficacité de coïncidence recherchée est alors simplement obtenue comme la valeur moyenne des rapports des nombres de coups  $N_{E_4>0}^g(E_p)$  et  $N_{E_4}(E_p)$ :

$$\mathcal{E}_{coinc}^p = \frac{N_p^{obs}(E_p)}{N_p^{rad}(E_p) * \mathcal{E}^p(E_p)} = \frac{N_{E_4>0}^g(E_p)}{N_{E_4}(E_p)} \quad (2.18)$$

L'erreur relative sur la valeur calculée de l'efficacité de coïncidence est obtenue comme suit :

$$\frac{\Delta \mathcal{E}_{coinc}^p}{\mathcal{E}_{coinc}^p} = \sqrt{\left(\frac{\Delta N_{E_4>0}^g}{N_{E_4>0}^g}\right)^2 + \left(\frac{\Delta N_{E_4}}{N_{E_4}}\right)^2} \quad (2.19)$$

La valeur de  $\Delta N_{E_4>0}^g$  est directement donnée par l'ajustement gaussien des pics protons obtenus en coïncidence  $\beta$  avec le détecteur E4. L'incertitude  $\Delta N_{E_4}$  est quant à elle égale à la somme des incertitudes sur les deux quantités  $p1 * N_{E_4>0}^{g.a.}$  et  $p2 * N_{E_4=0}^{g.a.}$ . L'incertitude sur  $N_{E_4>0}^{g.a.}$  et sur  $N_{E_4=0}^{g.a.}$  est enfin déterminée en considérant les valeurs minimales et maximales obtenues en faisant varier d'un écart type les seuls paramètres associés au terme gaussien des ajustements.

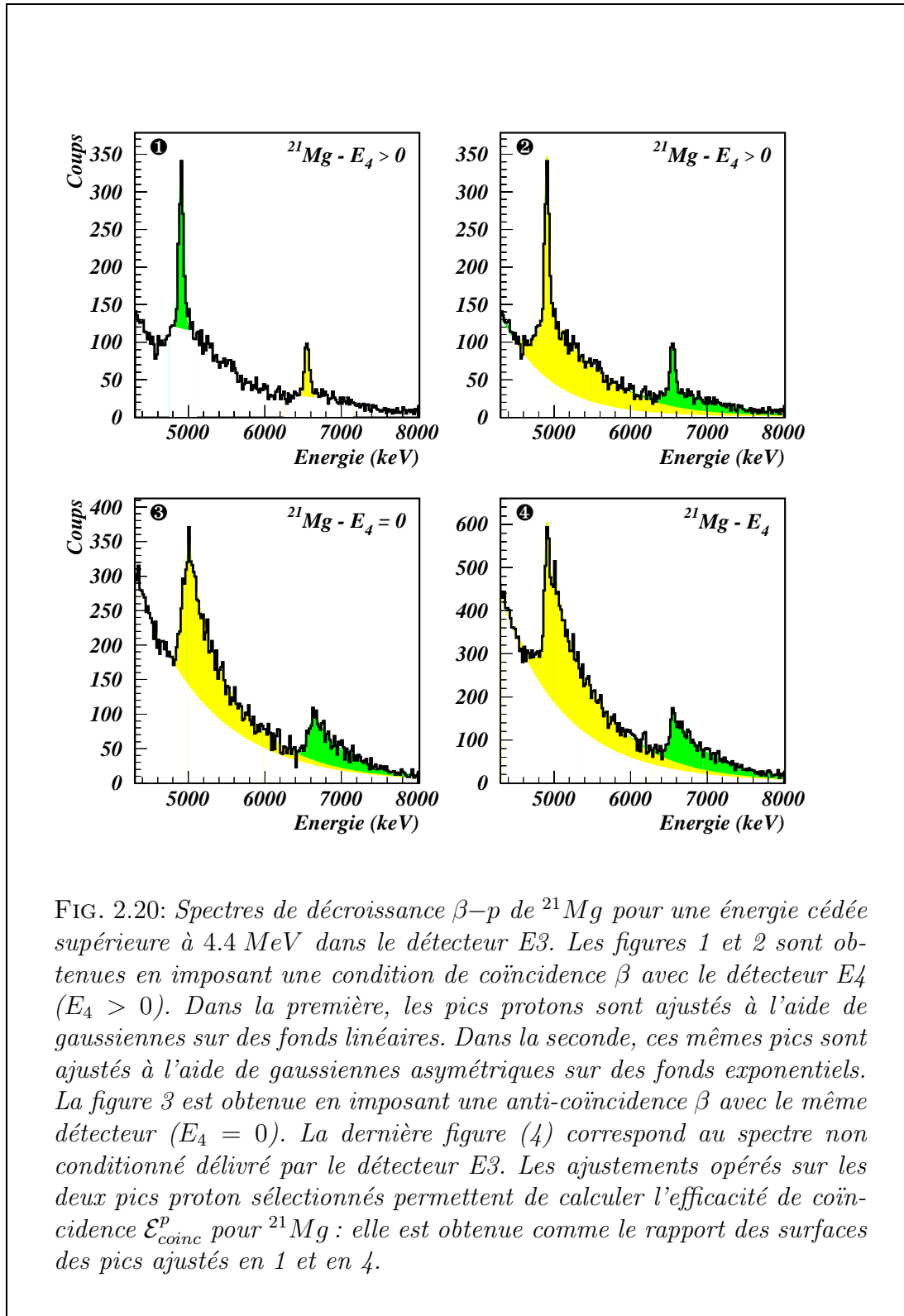
Les trois figures 2.20 à 2.22 présentent le résultat des ajustements opérés suivant les conditions précédentes sur des pics du spectre en énergie délivré par le détecteur E3 et issus de la décroissance  $\beta-(2)p$  des noyaux  $^{21}\text{Mg}$ ,  $^{25}\text{Si}$  et  $^{26}\text{P}$ .

Les deux valeurs  $N_{E_4>0}^g(E_p)$  et  $N_{E_4}(E_p)$  sont tirées des ajustements représentés dans les parties 1 et 4 de chaque figure. Les caractéristiques énergétiques des événements de radioactivité sélectionnés sont données dans le tableau 2.8 ainsi que les valeurs  $\mathcal{E}_{coinc}^p$  déduites. Les énergies des pics proton sont données dans le référentiel du centre de masse. L'énergie maximale des positons émis a été calculée après estimation de l'énergie de l'état émetteur proton (voir la discussion en fin de chapitre).

Les deux couples de transitions  $\beta-p$  utilisés pour déterminer l'efficacité de coïncidence pour les noyaux  $^{21}\text{Mg}$  et  $^{25}\text{Si}$  ont la particularité de transiter par l'état isobarique analogue des noyaux fils dans la désintégration  $\beta^+$  de ces noyaux. C'est pourquoi l'énergie maximale disponible pour les positons est la même pour les deux émissions retardées de protons considérées (4119 et 4849 keV respectivement). Ces transitions ont été sélectionnées parce qu'elles sont de forte intensité et qu'il est plus aisé et plus précis de réaliser les ajustements sur les pics correspondants que sur les autres. Les valeurs de l'efficacité de coïncidence sont de l'ordre de 10 % et de 13 % pour ces deux noyaux.

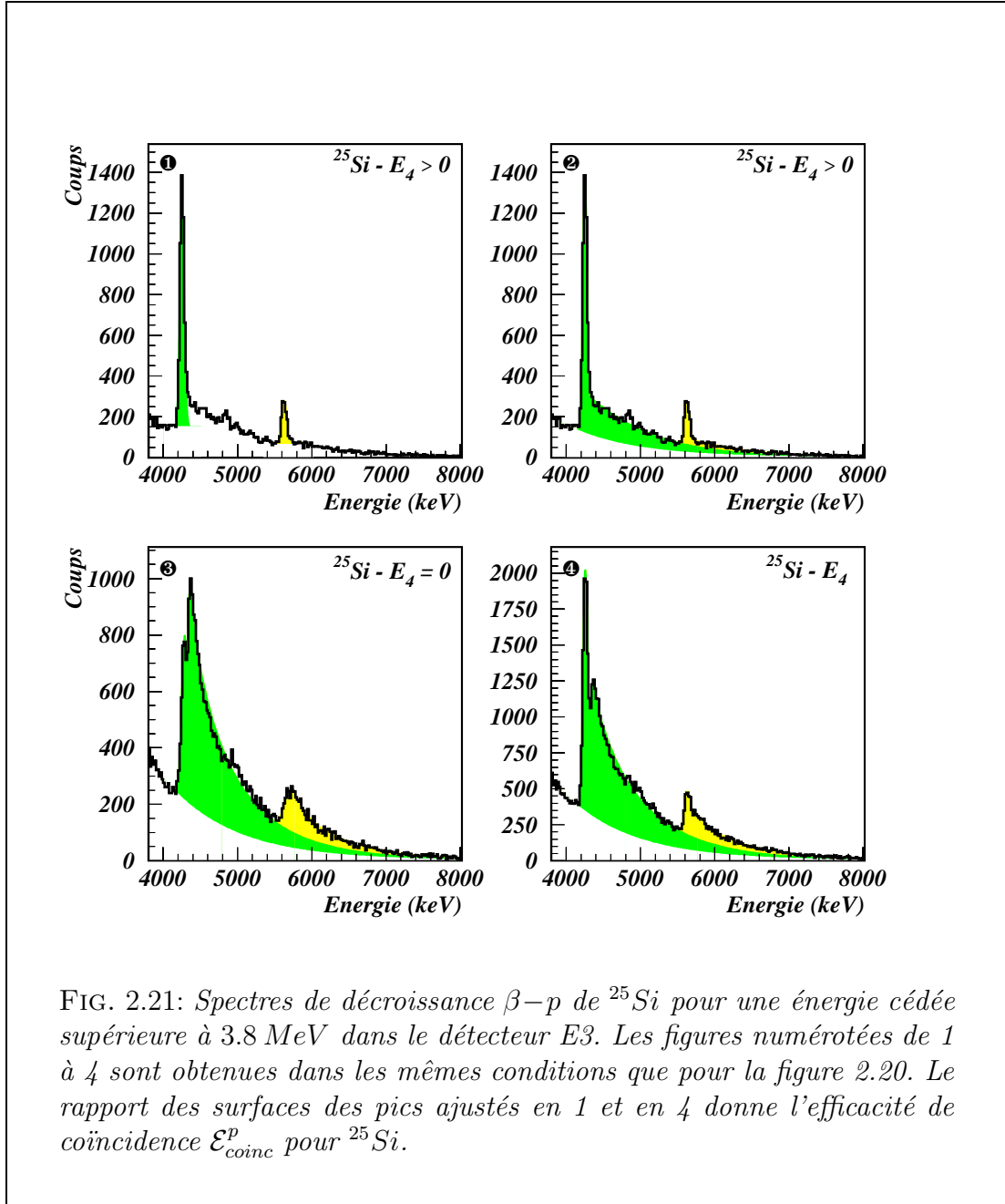
Les efficacités de coïncidence obtenues pour les pics sélectionnés dans la décroissance  $\beta-(2)p$  de  $^{26}\text{P}$  se partagent en deux groupes. Un premier groupe de trois pics, ajustés simultanément, est associé à des énergies proton voisines de 4.8 MeV et à une énergie maximale des positons de l'ordre de 7.5 MeV. L'efficacité de coïncidence associée avoisine les 11 %. Les six pics suivants sont associés à des énergies proton variant de 5.2 MeV à 7.5 MeV et à une énergie maximale des positons égale à

5.1 MeV. Il s'agit là encore de protons émis depuis le même état isobarique analogue dans  $^{26}\text{Si}$ , issu de la décroissance  $\beta^+$  de  $^{26}\text{P}$ . Les efficacités de coïncidence obtenues



sont compatibles entre elles et elles varient de 10 à 14 %.

Compte tenu des incertitudes sur ces deux efficacités de coïncidence, il paraît légitime de supposer que l'efficacité de coïncidence est indépendante des caractéristiques

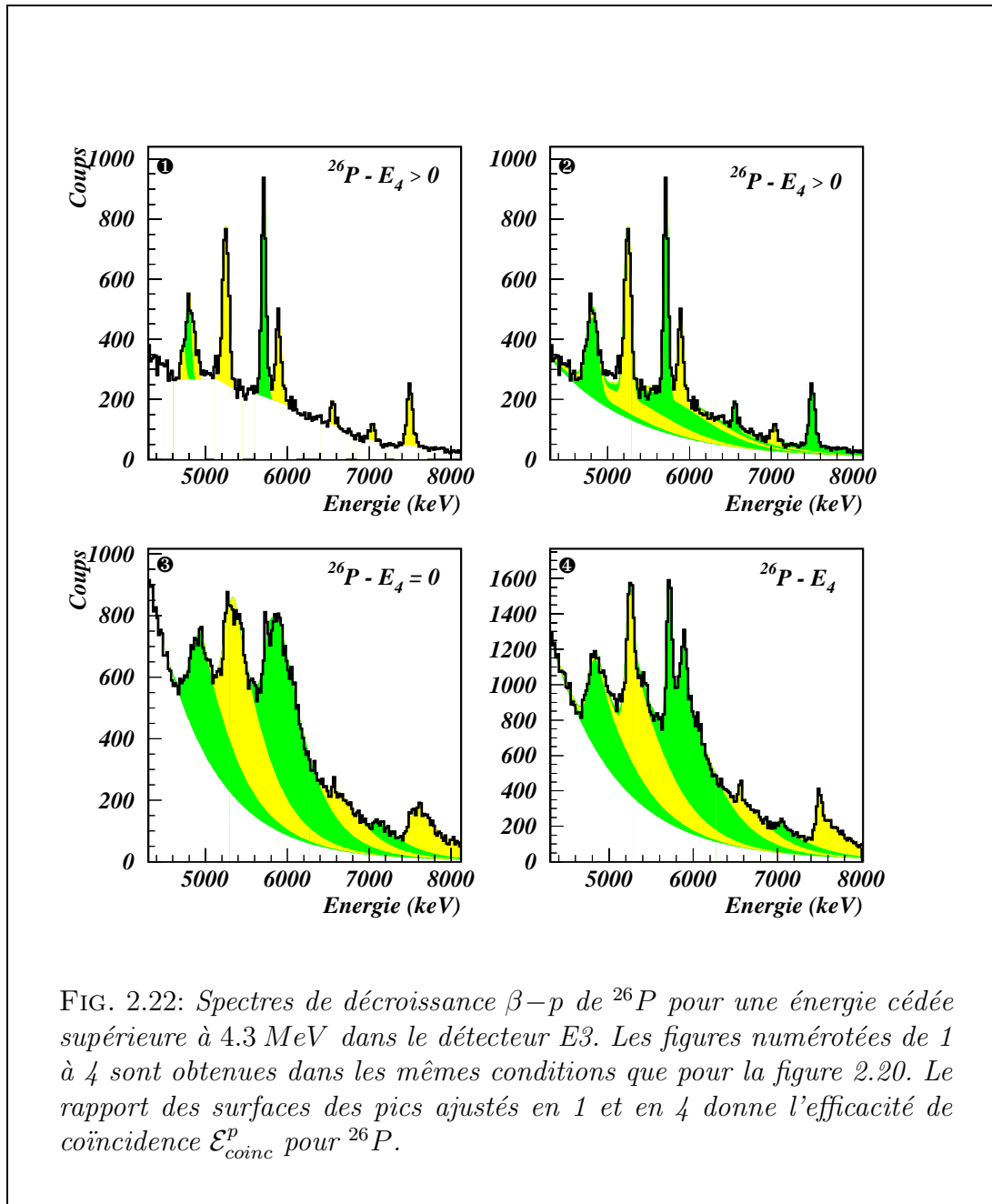


énergétiques des protons retardés ainsi que des positons émis. En conséquence, on considère pour l'efficacité de coïncidence associée à chacun des noyaux, la valeur moyenne pondérée par les incertitudes des valeurs individuelles obtenues pour les

différentes transitions :

$$\overline{\mathcal{E}_{coinc}^p} = \frac{\sum_{i=1}^N \frac{\mathcal{E}_{coinc}^{p_i}}{(\Delta \mathcal{E}_{coinc}^{p_i})^2}}{\sum_{i=1}^N \frac{1}{(\Delta \mathcal{E}_{coinc}^{p_i})^2}} \quad (2.20)$$

Cependant, les fluctuations des valeurs individuelles de l'efficacité de coïncidence



sont relativement importantes, de même que les fluctuations sur l'incertitude des valeurs individuelles elles-mêmes. On doit tenir compte de ces deux considérations

Noyau	$E_{max}(\beta^+) (keV)$	$E_p (keV)$	$\mathcal{E}_{coinc}^p (\%)$
$^{21}\text{Mg}$	4119 (16)	4907 (3)	9.2 ( 8)
		6550 (3)	10.7 (12)
$^{25}\text{Si}$	4849 (10)	4252 (2)	12.9 ( 5)
		5624 (3)	13.7 ( 9)
$^{26}\text{P}$	7290 (200) & 7360 (200) & 7880 (200)	4719 (6) & 4793 (3) & 4858 (4)	11.4 (16)
		5247 (3)	12.1 ( 8)
	5100 (200)	5710 (3) & 5893 (4)	13.9 ( 9)
		6551 (4)	10.0 (47)
		7039 (5)	13.2 (29)
		7494 (4)	14.2 (12)

TAB. 2.8: Efficacités de coïncidences déduites des rapports  $N_{E_4>0}^g(E_p)/N_{E_4}(E_p)$  pour quelques transitions  $\beta-(2)p$  issues de la décroissance des noyaux  $^{21}\text{Mg}$ ,  $^{25}\text{Si}$  et  $^{26}\text{P}$ . Les transitions sont caractérisées par les données de l'énergie maximale des positons émis et de l'énergie des protons associés (exprimées en keV dans le référentiel du centre de masse).

dans l'estimation de l'incertitude sur la valeur moyenne déduite de la relation 2.20. Elle est donnée par la relation 2.21 dont le premier terme rend compte de l'écart systématique à la valeur moyenne et le second de l'incertitude sur les valeurs individuelles.

$$\Delta \mathcal{E}_{coinc}^p = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N \frac{(\mathcal{E}_{coinc}^{p_i} - \overline{\mathcal{E}_{coinc}^p})^2}{(\Delta \mathcal{E}_{coinc}^{p_i})^2}}{\sum_{i=1}^N \frac{1}{(\Delta \mathcal{E}_{coinc}^{p_i})^2}} + \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (\Delta \mathcal{E}_{coinc}^{p_i})^2} \quad (2.21)$$

Les valeurs des efficacités de coïncidence finalement obtenues pour les noyaux  $^{21}\text{Mg}$ ,  $^{25}\text{Si}$  et  $^{26}\text{P}$  sont données dans le tableau 2.9.

Noyau	$\mathcal{E}_{coinc}^p (\%)$
$^{21}\text{Mg}$	9.7 (10)
$^{25}\text{Si}$	13.1 ( 6)
$^{26}\text{P}$	13.0 (15)

TAB. 2.9: Efficacités de coïncidences moyennes déduites des efficacités individuelles données dans le tableau 2.8 pour les noyaux  $^{21}\text{Mg}$ ,  $^{25}\text{Si}$  et  $^{26}\text{P}$ .

Rien ne permet de justifier de la plus faible valeur de l'efficacité de coïncidence dans



le cas de  $^{21}Mg$ . En particulier, la plus grande profondeur d'implantation des noyaux  $^{25}Si$  et  $^{26}P$  ( $444 \mu m$  et  $453 \mu m$  respectivement) par rapport à celle des noyaux  $^{21}Mg$  (implantés à  $424 \mu m$  de profondeur dans le détecteur E3) ne peut avoir un effet d'une telle importance.

La procédure de détermination de l'efficacité de coïncidence, si elle est nécessaire en vue de l'analyse des transitions de faibles intensités, donne une contribution à l'erreur systématique  $\Delta \mathcal{E}_{coinc}^p / \mathcal{E}_{coinc}^p$  de la mesure des intensités variant de 5 % pour  $^{25}Si$  à près de 10 et 12 % pour  $^{21}Mg$  et  $^{26}P$ . Le degré d'imprécision et la disparité des valeurs de l'efficacité de coïncidence suivant les noyaux étudiés sont le reflet de la difficile prise en compte du fond  $\beta$  dans les spectres délivrés par le détecteur E3, en coïncidence avec le détecteur E4.

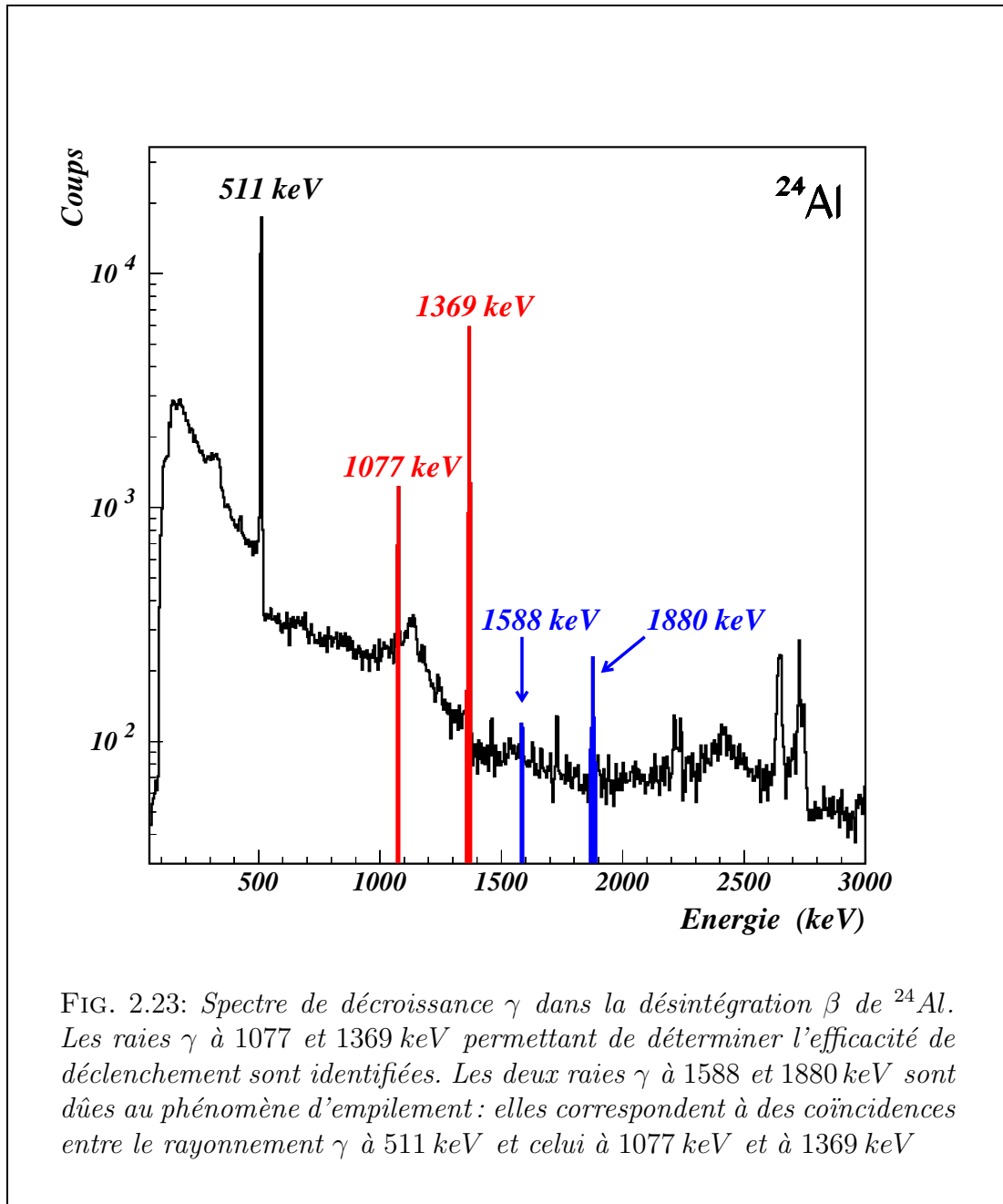
### Efficacité de déclenchement $\mathcal{E}_{dec}^\gamma$

Le déclenchement de l'acquisition permettant la mesure du rayonnement  $\gamma$  dans le détecteur germanium dépend du mode de décroissance. Lorsque que le rayonnement  $\gamma$  suit l'émission d'un proton, l'efficacité de déclenchement est de 100 %. En effet, les protons étant émis dans le détecteur où les noyaux sont implantés, la perte d'énergie des protons est toujours suffisante pour assurer le déclenchement de l'acquisition. En revanche, lorsque le rayonnement  $\gamma$  suit directement l'émission d'un positon, l'énergie cédée par celui-ci dans les détecteurs E2 à E4 n'est pas toujours suffisante. La très grande majorité des noyaux étant implantés à l'extrémité du détecteur E3, seuls les positons émis vers le détecteur E4 de  $6 mm$  d'épaisseur sont susceptibles de déclencher l'acquisition. Une fraction des positons émis vers le détecteurs E2 en font autant du fait de diffusions multiples dans les détecteurs E2 et E3. L'efficacité de déclenchement dépend donc ici de la perte d'énergie du rayonnement  $\beta$  dans les différents détecteurs susceptibles de déclencher l'acquisition des données. L'incidence de ces facteurs sur l'efficacité de déclenchement a été déterminée en étudiant la décroissance  $\beta-\gamma$  de  $^{24}Al$ , produit lors de la campagne expérimentale.

La figure 2.23 donne le spectre en énergie du détecteur germanium associé à la production de ce noyau. Les deux raies  $\gamma$  attendues à  $1077 keV$  et à  $1369 keV$  sont aisément identifiables. L'observation des raies  $\gamma$  à  $1588 keV$  et à  $1880 keV$  met en évidence le phénomène d'empilement des raies  $\gamma$  détectées. Elles correspondent à la détection en coïncidence du rayonnement  $\gamma$  à  $511 keV$  issu de l'annihilation des positons émis et des rayonnements  $\gamma$  à  $1077 keV$  et à  $1369 keV$ .

Ce phénomène d'empilement se traduit par une dégradation de l'efficacité de détection du photo-pic associé à chacune des raies  $\gamma$  émises par les noyaux étudiés. Les pics de sommation observés aux énergies de  $(511 + E_\gamma) keV$ , où  $E_\gamma$  est l'énergie nominale du rayonnement  $\gamma$  d'intérêt, ne sont représentatifs que d'une faible proportion du nombre total de coups perdus du fait du phénomène d'empilement. D'après la référence [11], l'efficacité de détection d'un photo-pic est ainsi typiquement réduite de près de 20 % et elle dépend de la distribution spatiale de l'émetteur de rayonnement  $\gamma$  et de sa position en regard du dispositif de détection. Son estimation

rend nécessaire l'élaboration de simulations, ce qui est exclu dans notre cas compte tenu de l'imprécision des informations disponibles quant à la géométrie du système de détection. On a donc pris le parti d'inclure, quand cela est possible, le terme de correction de l'efficacité dû au phénomène d'empilement dans le terme d'efficacité de déclenchement de l'acquisition.



Dans le cas de l'émission de rayonnement  $\gamma$  consécutif d'une émission  $\beta$ , cette double correction peut être déduite de l'analyse du spectre d'émission  $\gamma$  de  $^{24}\text{Al}$ . D'après la référence [10], les intensités absolues des deux raies  $\gamma$  à 1077 keV et à 1369 keV émises dans la décroissance  $\beta$ - $\gamma$  de ce noyau valent respectivement 14.8 (3) % et 96.0(5)%. Les intensités mesurées correspondantes s'élèvent quant à elles à 5.6(10)%

et 33.0 (54) % respectivement. Le rapport des deux intensités calculées et attendues donne pour valeurs de l'efficacité de déclenchement corrigée du phénomène d'empilement 36.9 (65) % à 1077 keV et 33.7 (54) % à 1369 keV.

Ces deux résultats sont compatibles entre eux et l'efficacité de déclenchement corrigée est donnée par la valeur moyenne pondérée par les incertitudes :

$$\mathcal{E}_{dec}^{\gamma} = 35.0 (45) \%$$

L'effet d'empilement ainsi que l'efficacité de déclenchement sont indépendantes de l'énergie du rayonnement  $\gamma$  considéré. En revanche, l'efficacité réelle de déclenchement considérée est associée à la désintégration  $\beta$  de  $^{24}\text{Al}$  dont la profondeur d'implantation dans le détecteur E3 ainsi que la valeur de  $Q_{\beta}$  sont différentes de celles des autres noyaux. La question de l'importance comparée de l'énergie cédée par le rayonnement  $\beta$  aux différents détecteurs et suivant les noyaux étudiés se pose donc ici dans les mêmes termes que pour la détermination de l'efficacité de coïncidence détaillée dans le paragraphe précédent. Pour en tenir compte, l'incertitude sur la valeur de l'efficacité de déclenchement corrigée a été déterminée de la même manière que précédemment (voir la relation 2.21).

Dans le cas de l'émission de rayonnement  $\gamma$  consécutif d'une émission proton, on ne dispose pas comme précédemment de données expérimentales permettant d'estimer l'importance de l'effet d'empilement. Cet effet n'a donc pas été pris en compte et l'on a supposé que l'efficacité de déclenchement pour un événement de radioactivité  $\beta-(2)p-\gamma$  est égale à 100 %. L'intensité absolue du rayonnement  $\gamma$  déterminé à l'aide de la mesure du nombre de coups dans le photo-pic est ainsi systématiquement sous-estimée d'un facteur dont on sait seulement qu'il peut atteindre quelques dizaines de pour cent.

## 2.2 Analyse des données spectroscopiques

Les données spectroscopiques sont constituées des événements de décroissance  $\beta-p$  et  $\beta-\gamma$  caractérisant la radioactivité des noyaux étudiés. L'analyse des données consiste en la mesure de l'énergie et de l'intensité des transitions correspondantes. Les procédures d'étalonnage en énergie des détecteurs, permettant de déterminer les énergies associées aux différents types de transitions, ont été décrites précédemment. La mesure des intensités des différents processus radioactifs dépend des efficacités de détection ainsi que du mode d'acquisition des données spectroscopiques.

### 2.2.1 Analyse des spectres en énergie

Les paragraphes précédents permettent une analyse complète des spectres en énergie associés aux modes de décroissance retardés des noyaux  $^{21}\text{Mg}$ ,  $^{25}\text{Si}$  et  $^{26}\text{P}$ . Le nombre de noyaux implantés dans le détecteur E3 (décroissances  $\beta-(2)p$ ) et dans les détecteurs E3 et E4 (décroissances  $\beta-(p)-\gamma$ ) sont donnés dans les tableaux 2.4 à 2.7. Les efficacités de détection ainsi que les efficacités de coïncidence et de déclenchement de l'acquisition ont également été déterminées précédemment.

L'analyse des spectres en énergie délivrés par le détecteur E3 et par le détecteur germanium consiste en la détermination des intensités absolues des transitions  $\beta-(2)p$  et  $\beta-\gamma$ . Les rapports d'embranchement absolus dans l'alimentation des états des noyaux fils peuplés dans la décroissance  $\beta$  des noyaux étudiés en sont déduits. Ces données sont comparées aux résultats d'expériences antérieures qui ont servi de base à l'identification des états émetteurs du noyau fils dans la désintégration  $\beta$ .

Les expériences antérieures portant sur la décroissance  $\beta-p$  des noyaux  $^{21}\text{Mg}$  [8] et  $^{25}\text{Si}$  [9, 13] ont servi de guide dans l'identification et l'ajustement des pics correspondants, observés lors de cette nouvelle campagne expérimentale. Les ajustements opérés sur les pics proton ont été effectués à l'aide de distributions gaussiennes superposées à des fonds linéaires, suivant l'exemple de la première étape de la procédure visant à déterminer l'efficacité de coïncidence pour les événements de radioactivité  $\beta-p$ . L'observation de certaines transitions de plus faibles intensités est ici compromise du fait de l'importance de la perte d'énergie du rayonnement  $\beta$  dans le détecteur E3. Dans le cas où les spectres étudiés présentent cependant quelque évidence quant à l'existence d'un pic au voisinage de l'énergie attendue, la procédure d'ajustement a été malgré tout menée à bien en imposant que le centre de la distribution gaussienne soit compatible avec la valeur attendue et en imposant que l'écart type de la distribution soit inférieur à  $40\text{ keV}$ . Lorsque cette limite supérieure est atteinte dans l'ajustement, l'intensité déduite pour la transition considérée donne une limite supérieure de l'intensité de la transition. Le choix de la valeur limite de  $40\text{ keV}$  pour l'écart type des distributions gaussienne est arbitraire. Elle majore de près de  $5\text{ keV}$  la valeur la plus grande de l'écart type obtenu dans l'ajustement non contraint des pics de plus fortes intensités.

La détermination des rapports d'embranchements alimentant les états du noyau fils peuplés dans la décroissance  $\beta$  à partir des intensités absolues des transitions  $\beta-p$  et  $\beta-\gamma$  est exposée ci-dessous et elle est illustrée dans la figure 2.24 :

- le rapport d'embranchement vers un état excité émettant des protons vers plusieurs états est obtenu comme la somme des intensités absolues des transitions observées. L'incertitude sur le rapport d'embranchement est donnée par la somme de l'incertitude la plus élevée sur les différentes intensités individuelles et des composantes statistiques des incertitudes sur les autres intensités. De la sorte, la composante systématique de l'incertitude n'est prise en compte qu'une seule fois. L'alimentation de l'état noté 6 dans la figure 2.24 vaut ainsi  $6.0 + 3.0 = 9.0\%$ . L'incertitude sur ce rapport d'embranchement vaut  $1.5 + 0.2 = 1.7\%$ .
- lorsque l'une des intensités a été obtenue comme une valeur maximale, elle contribue comme telle à l'incertitude sur la somme des intensités. Le rapport d'embranchement vers l'état noté 5 vaut ainsi  $7.0 + 1.0 = 8.0\%$  avec une incertitude égale à  $1.2 + 1.0 = 2.2\%$ .
- la somme des rapports d'embranchement vers les états émetteurs proton du noyau  $X(A, Z-1)$  vaut  $\mathcal{P}_p = 9.0 + 8.0 + 2.0 + 5.0 = 24.0\%$ . L'incertitude

sur cette valeur est obtenue en suivant la procédure précédente, c'est-à-dire en prenant comme incertitude sur le rapport d'embranchement vers l'état numéroté 4 la valeur de l'intensité maximale de la seule transition émise depuis cet état :  $\Delta\mathcal{P}_p = 0.5 + 2.2 + 2.0 + 0.3 = 4.8\%$ .

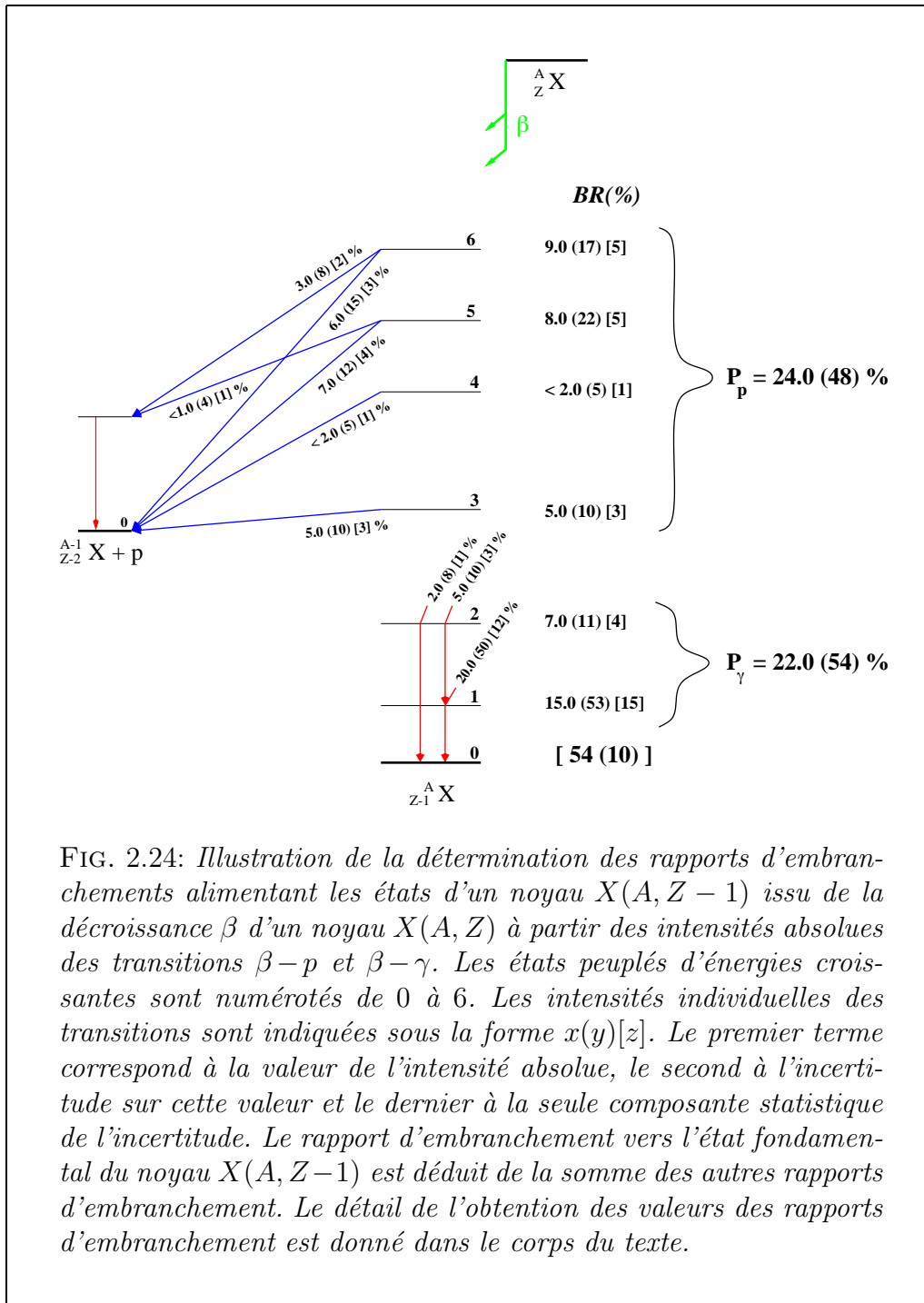


FIG. 2.24: Illustration de la détermination des rapports d'embranchements alimentant les états d'un noyau  $X(A, Z - 1)$  issu de la décroissance  $\beta$  d'un noyau  $X(A, Z)$  à partir des intensités absolues des transitions  $\beta - p$  et  $\beta - \gamma$ . Les états peuplés d'énergies croissantes sont numérotés de 0 à 6. Les intensités individuelles des transitions sont indiquées sous la forme  $x(y)[z]$ . Le premier terme correspond à la valeur de l'intensité absolue, le second à l'incertitude sur cette valeur et le dernier à la seule composante statistique de l'incertitude. Le rapport d'embranchement vers l'état fondamental du noyau  $X(A, Z - 1)$  est déduit de la somme des autres rapports d'embranchement. Le détail de l'obtention des valeurs des rapports d'embranchement est donné dans le corps du texte.

La procédure de détermination des rapports d'embranchement vers les états liés par rapport à l'émission de protons du noyau  $X(A, Z - 1)$  est la même que celle décrite

précédemment :

- l'état noté 2 qui émet deux raies  $\gamma$  d'intensités respectives 2.0 (8) [1] % et 5.0 (1.0) [3] % est ainsi alimenté à hauteur de  $2.0 + 5.0 = 7.0\%$ . L'incertitude sur cette valeur est obtenue en sommant la plus grande des incertitudes sur les deux intensités à la seule composante statistique de l'autre :  $1.0 + 0.1 = 1.1\%$ . De la même façon, l'état numéroté 1 est alimenté à hauteur de  $20.0 - 5.0 = 15.0\%$ , avec une incertitude sur cette valeur égale à  $5.0 + 0.3 = 5.3\%$ .
- la somme des rapports d'embranchement vers les états excités du noyau  $X(A, Z-1)$  liés par rapport à l'émission de protons vaut finalement  $P_\gamma = 7.0 + 15.0 = 22.0\%$ . Le calcul de l'incertitude ne doit prendre qu'une seule fois en compte la composante systématique de l'incertitude. Elle vaut, dans l'exemple de la figure 2.24,  $\Delta P_\gamma = 5.0 + 0.3 + 0.1 = 5.4\%$ .

Le rapport d'embranchement vers l'état fondamental du noyau ( $B.R.(0)$ ) est déduit des sommes partielles précédentes :  $B.R.(0) = 100 - \mathcal{P}_p - P_\gamma = 54.0\%$ . L'incertitude sur cette valeur est donnée par la somme des incertitudes sur les sommes partielles :  $\Delta B.R.(0) = \Delta \mathcal{P}_p + \Delta P_\gamma = 10.2\%$

### Etude spectroscopique de $^{21}\text{Mg}$

Au cours de l'expérience, près de  $9.10^5$  noyaux  $^{21}\text{Mg}$  ont été produits, avec un taux de contamination très faible (voir le tableau 2.4). Ils se désintègrent par émission  $\beta^+$  avec une durée de vie de 122 (3) ms et peuplent les états excités de  $^{21}\text{Na}$ . Si l'énergie d'excitation de ces états excède l'énergie de séparation d'un proton du noyau (3222 (18) keV), la décroissance  $\beta$  s'accompagne de l'émission de protons vers  $^{20}\text{Ne}$ . Dans le cas contraire, les états peuplés de  $^{21}\text{Na}$  se désexcitent par émission  $\gamma$  vers l'état fondamental du noyau. Celui-ci est lui même instable vis-à-vis de la désintégration  $\beta^+$ , ce qui conduit à la production de  $^{21}\text{Ne}$  avec une durée de vie de 22.5 s. L'ensemble de ces informations est tiré de la référence [10]. Le tableau 2.10 en donne le récapitulatif.

### Analyse du spectre en énergie des protons émis

La figure 2.25 présente le spectre en énergie délivré par le détecteur E3, obtenu en coïncidence  $\beta$  avec le détecteur E4. 12 pics associés à la décroissance  $\beta-p$  de  $^{21}\text{Mg}$  ont été identifiés. Le tableau 2.11 propose, pour chaque transition, l'énergie des protons émis (exprimée dans le référentiel du centre de masse) ainsi que les intensités relatives et absolues qui leurs sont associées. Les pics notés 7 et 8 ont fait l'objet d'un traitement particulier illustré dans la figure 2.26.

Le spectre en énergie délivré par le détecteur E3 en coïncidence avec le détecteur E4 ( $E_4 > 0$ ) montre à l'énergie attendue du pic 7 (3435 keV d'après la référence [8]) une structure complexe qui ne s'accorde pas avec l'existence d'un seul pic à cette énergie. L'ajustement par deux distributions gaussiennes de l'ensemble situé au dessus du fond linéaire ne donne pas satisfaction. La présence du pic 7 attendu n'est pas remise en question mais la détermination de l'intensité qui lui est associée est impossible. La surface de la zone hachurée donne pour valeur limite supérieure de l'intensité de

Noyau précurseur		Noyau fils	
		$\beta$	$\longrightarrow$ $^{21}\text{Ne}$
$^{21}\text{Mg}$	$\longrightarrow$	$^{21}\text{Na}$	stable
$T_{\frac{1}{2}} = 122 (3) \text{ ms}$		$T_{\frac{1}{2}} = 22.49 (4) \text{ s}$	
$Q_{\beta} = 13096 (16) \text{ keV}$		$S_p = 3222 (18) \text{ keV}$	
		$p$	$\longrightarrow$ $^{20}\text{Ne}$
			stable

TAB. 2.10: Récapitulatif des informations relatives à la décroissance  $\beta$  de  $^{21}\text{Mg}$ , extraites de la référence [10]. La durée de vie et la valeur  $Q_{\beta}$  de  $^{21}\text{Mg}$  sont données, ainsi que la durée de vie et l'énergie de séparation d'un proton  $S_p$  de  $^{21}\text{Na}$ .

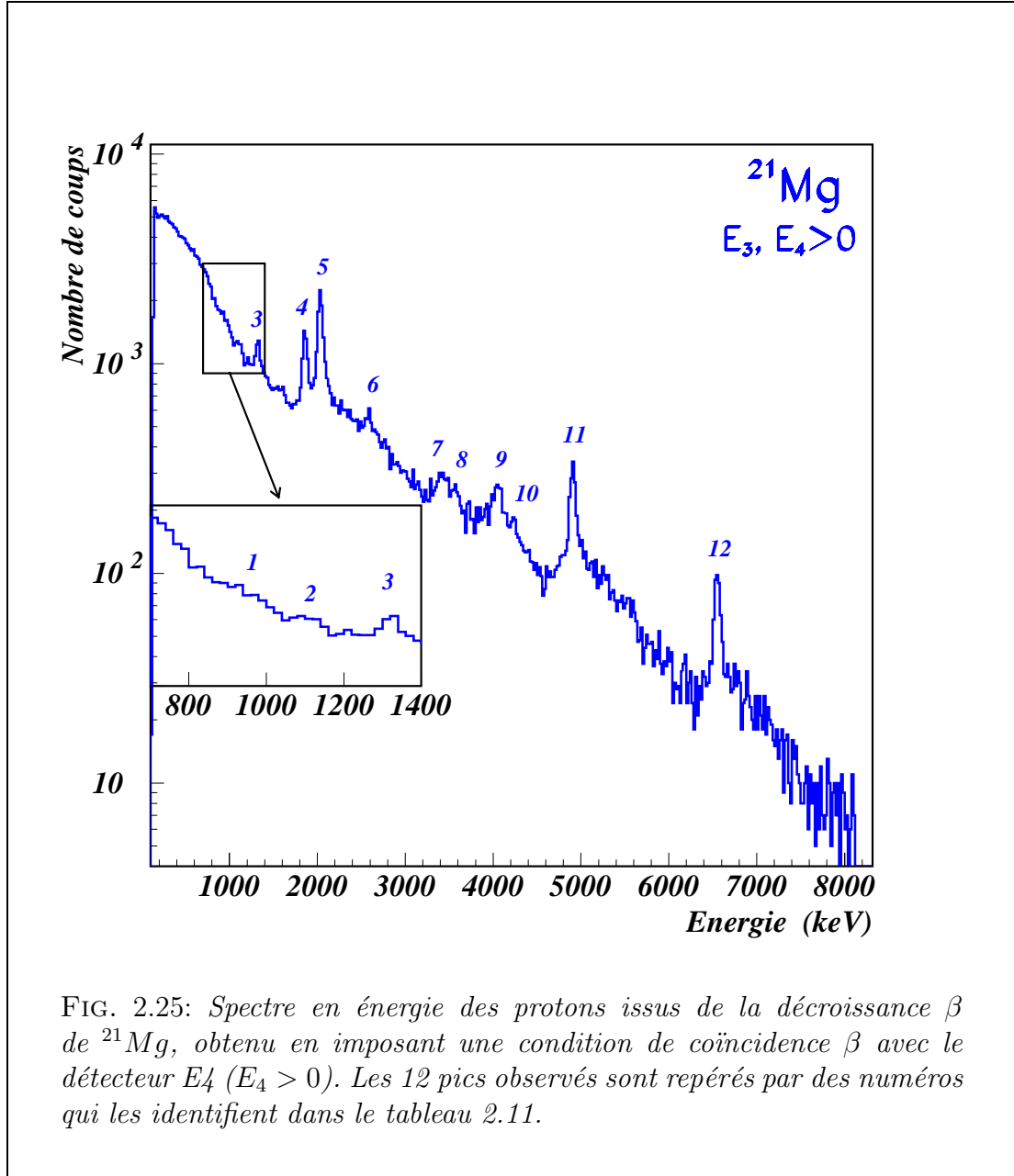
la transition correspondante la valeur  $I_p(7) = 1.22 (15) \%$ . L'énergie associée au pic 7 recherché est donnée par le centre de la distribution, soit  $E_p(7) = 3410 (130)$ . Le pic 8 attendu à l'énergie de  $3547 (10) \text{ keV}$  [8] est en revanche aisément identifiable. Un ajustement gaussien de ce pic impose de contraindre la valeur de l'écart type à la valeur supérieure de  $40 \text{ keV}$ . L'intensité maximale correspondante pour la transition associée vaut  $I_p(8) = 0.67 (10) \%$ .

Ces résultats sont comparés à ceux obtenus par R. G. Sextro *et al.* [8] à l'aide d'un dispositif expérimental différent. Plus de la moitié des transitions  $\beta-p$  observées dans l'étude antérieure n'apparaissent pas dans ce nouveau travail. Cela s'explique par la faible intensité de ces transitions qui ne peuvent être observées ici en raison de la contribution des positons au spectre en énergie délivré par le détecteur E3.

La somme des intensités absolues des 12 transitions  $\beta-p$  identifiées dans ce travail vaut  $I_p = 15.8 (28) \%$ . La somme des intensités absolues des mêmes transitions, observées par R. G. Sextro *et al.*, vaut  $I_p = 24.2 (5) \%$  pour un total des rapports d'embranchement vers les états émetteurs protons de  $^{21}\text{Na}$  égal à  $\mathcal{P}_p = 28.1 (6) \%$  [8]. La somme des intensités relatives de ces 12 transitions vaut  $270 (19) \%$  d'après notre analyse et  $247 (4) \%$  dans le travail de R. G. Sextro *et al.*. Ces deux valeurs sont proches l'une de l'autre et la différence entre les deux intensités absolues associées aux 12 pics communs est donc probablement due à un effet systématique. Il ne peut s'expliquer que par la méthode employée pour extraire les valeurs absolues des rapports d'embranchement. On peut supposer, en particulier, que la détermination de l'efficacité de coïncidence pour le  $^{21}\text{Mg}$  est responsable du désaccord entre les sommes des intensités absolues mesurées.

La comparaison des intensités relatives individuelles montre un désaccord entre les deux travaux pour les deux transitions de plus basse énergie et pour les trois transitions de plus haute énergie. S'agissant des deux premières, la différence peut s'expli-

quer par la difficulté de réaliser les ajustements correspondants dans notre analyse, du fait du fond  $\beta$  important à basse énergie (voir l'insert de la figure 2.25). S'agissant

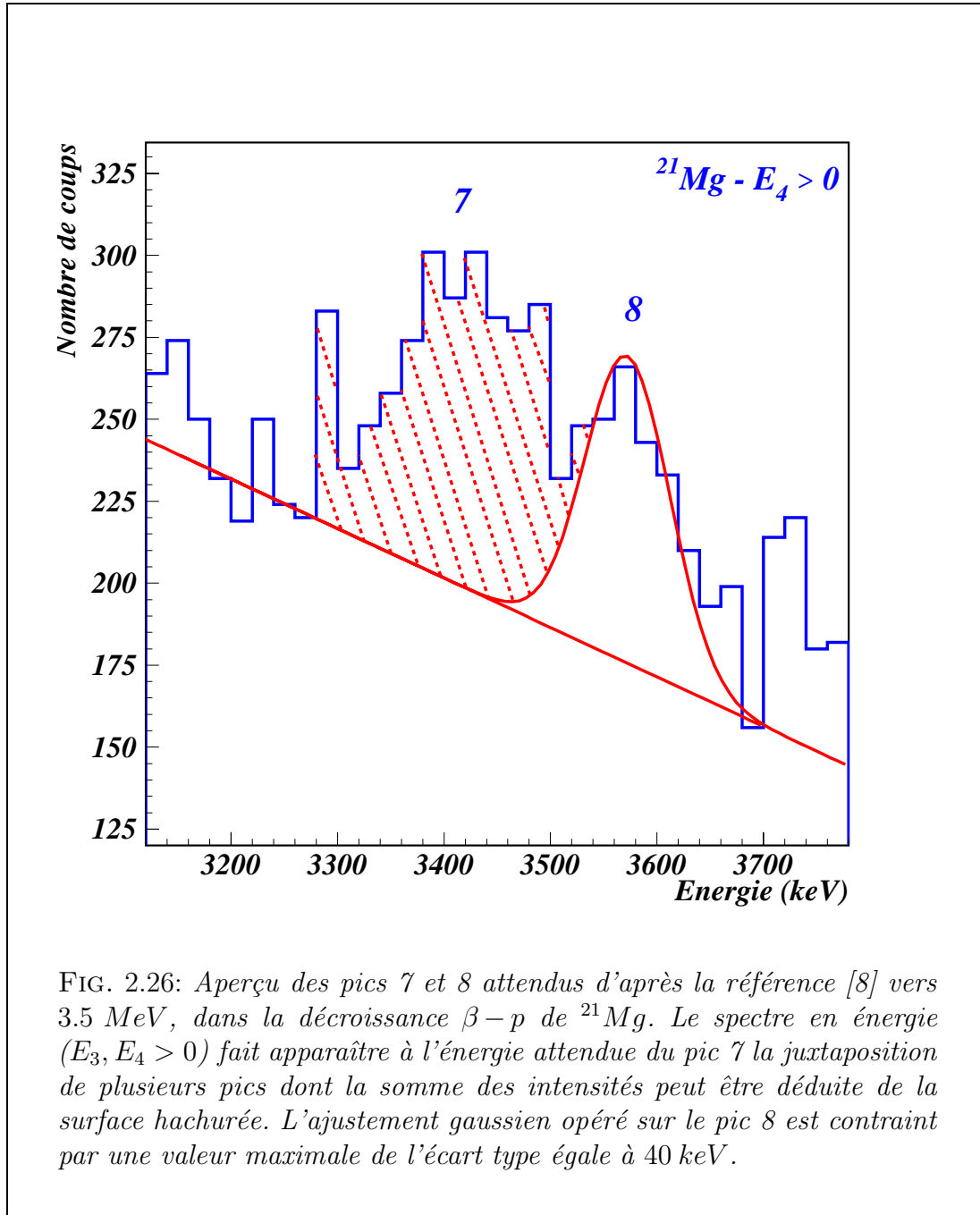


des trois dernières, les intensités relatives associées sont, dans notre étude, systématiquement plus élevées de près de 70 % que celles données par R. G. Sextro *et al.* Une explication possible de ce phénomène est la mauvaise évaluation de l'efficacité de détection des protons de haute énergie dans l'une ou l'autre des analyses.

La détermination expérimentale de l'énergie des protons émis permet de déduire l'énergie des états émetteurs de  $^{21}\text{Na}$  produit dans la décroissance  $\beta$  de  $^{21}\text{Mg}$ . Le tableau 2.12 en donne les valeurs ainsi que les rapports d'embranchement absolus vers ces états, déduits de la mesure des intensités des pics proton. Les énergies des états émetteurs proton sont comparées avec celles proposées dans la référence [10].



L'énergie des états émetteurs proton de  $^{21}\text{Na}$  est parfaitement compatible avec les données issues d'expériences antérieures et compilées dans la référence [10]. L'écart



le plus important est obtenu pour la transition 8, dont on peut supposer que la précision de l'ajustement serait améliorée par un meilleur traitement du groupe de pics identifié à la transition 7 attendue.

L'état à 8977(3) keV est identifié comme étant l'état isobarique analogue (I.A.S.) de l'état fondamental de  $^{21}\text{Mg}$ . Le rapport d'embranchement  $\beta$  vers cet état vaut 1.95(22) %, ce qui correspond à une valeur de  $\log(ft)$  égale à 3.42(6). Cette valeur est significativement plus élevée que la valeur attendue théoriquement de 3.27 [14].

Cela indique une probable sous-évaluation du rapport d'embranchement vers l'I.A.S.

Cette expérience				R. G. Sextro <i>et al.</i> [8]		
Pic	Energie (keV)	Intensité Relative (%)	Intensité Absolue (%)	Pic	Energie (keV)	Intensité Relative (%)
1	954 (14)	8.3 (35)	0.47 (19)	1	947 (14)	16.6 (6)
2	1114 (6)	8.6 (23)	0.49 (12)	2	1113 (6)	4.3 (6)
3	1322 (2)	18.1 (33)	1.03 (15)	3	1320 (2)	23.3 (17)
4	1858 (3)	46.1 (73)	2.62 (30)	5	1862 (2)	51.4 (21)
5	2032 (2)	100 (15)	5.68 (62)	6	2036 (2)	100.0 (15)
6	2584 (6)	7.0 (21)	0.40 (11)	9	2598 (6)	7.6 (20)
7*	3410 (130)	< 21.5 (35)	< 1.22 (15)	12	3435 (9)	5.9 (3)
8*	3572 (6)	< 11.8 (22)	< 0.67 (10)	13	3547 (10)	4.5 (5)
9	4056 (5)	9.3 (19)	0.53 (9)	17	4068 (5)	10.3 (4)
10	4228 (6)	4.4 (13)	0.25 (7)	18	4246 (6)	2.5 (2)
11	4907 (4)	24.7 (43)	1.40 (19)	21	4904 (4)	14.9 (7)
12	6550 (4)	9.7 (18)	0.55 (8)	25	6538 (4)	5.5 (4)

TAB. 2.11: Données comparées de décroissance  $\beta-p$  de  $^{21}\text{Mg}$ . La partie de gauche du tableau correspond à l'analyse des résultats de l'expérience : l'énergie des protons est donnée en keV dans le référentiel du centre de masse. Les deux colonnes suivantes proposent les intensités relatives et absolues associées à chaque transition. L'intensité de la transition 7 correspond à une valeur maximale (voir le corps du texte). L'intensité de la transition 8 correspond à une valeur maximale obtenue en contraignant l'ajustement gaussien. La partie de droite du tableau donne à titre de comparaison les résultats obtenus par R. G. Sextro *et al.* [8]. Le numéro des pics reporté est celui donné dans le tableau I de la publication citée.

dans notre étude. Deux explications peuvent être invoquées :

- d'une part, la référence [8] fait mention d'une transition  $\beta-p$  entre l'I.A.S. et le quatrième état excité de  $^{20}\text{Ne}$ . Cette transition attendue à l'énergie de 1573 (10) keV n'a pas été observée dans notre expérience. Le rapport de son intensité absolue présumée, rapportée à celle des deux autres transition issues de l'I.A.S. vaut 30.9 (32) %. Si l'on corrige le rapport d'embranchement vers l'I.A.S. obtenu dans notre expérience de cette quantité, on parvient à un rapport d'embranchement de 2.55 (29) %, ce qui conduit à une valeur de  $\log(ft)$  égale à 3.30 (6). L'accord avec la prédiction théorique serait ainsi satisfaisant. L'hypothèse de l'existence d'une telle transition est donc séduisante,

cependant son intensité absolue présumée est telle qu'on ne peut justifier sa non-observation ( $30.9 (32) * 1.95 (22) = 0.60 (9) \%$ ).

- d'autre part, la comparaison de la somme des intensités absolues et relatives des 12 transitions identifiées dans notre analyse ainsi que dans celle de R. G. Sextro *et al.* nous a fait mettre en doute la validité de l'efficacité de coïncidence déterminée pour le  $^{21}\text{Mg}$ . On peut ainsi supposer que les intensités absolues des transitions émanant de l'I.A.S. ont toutes deux été sous-évaluées d'un même facteur. Une estimation de celui-ci peut être déduite du rapport des sommes des intensités absolues des 12 transitions dans les deux travaux :  $15.8 (28)/24.2 (5) = 65 (12) \%$ . En appliquant cette correction à la valeur mesurée du rapport d'embranchement vers l'I.A.S., on obtient une nouvelle valeur de  $1.95 (22)/65 (12) = 2.99 (63) \%$  qui conduit à une valeur de  $\log(ft)$  égale à  $3.23 (12)$ . La encore, ce nouveau résultat serait en accord avec la valeur théorique prédite.

Energie des protons ( <i>keV</i> ) peuplant les états de $^{20}\text{Ne}$		Energies et taux d'alimentation (B.R.) des états émetteurs proton de $^{21}\text{Na}$		
Fondamental	1634 <i>keV</i>	Expérience	réf. [10]	B.R. (%)
2 – 1114 (6)		3545 (6)	3544.0 (6)	0.49 (12)
4 – 1858 (3)		4289 (3)	4294 (2)	2.62 (30)
5 – 2031 (2)		4463 (2)	4468 (4)	5.68 (62)
6 – 2583 (6)	1 – 954 (14)	5016 (6)	5020 (9)	0.87 (21)
	3 – 1322 (2)	5387 (2)	5380 (9)	1.03 (15)
7 – 3410 (130)		5840 (130)	5867 (25)	< 1.22 (15)
8 – 3572 (6)		6003 (6)	5979 (15)	< 0.67 ( 10)
9 – 4056 (5)		6487 (5)	6468 (20)	0.53 ( 9)
	10 – 4228 (6)	8293 (6)	8303 (15)	0.25 ( 7)
12 – 6550 (4)	11 – 4907 (4)	8977 (3)	8973 (3)	1.95 (22)

TAB. 2.12: Détermination de l'énergie (en *keV*) des états émetteurs proton de  $^{21}\text{Na}$ . Les protons associés à ces émissions peuplent l'état fondamental et le premier état excité à 1634 *keV* de  $^{20}\text{Ne}$ . Les rapports d'embranchement absolus vers ces états, obtenus dans notre expérience, figurent dans la dernière colonne du tableau.

La somme  $\mathcal{P}_p$  des rapports d'embranchement vers les états émetteurs proton de  $^{21}\text{Na}$  doit tenir compte d'une part de la non-observation des transitions de plus faibles intensités et d'autre part, de la probable surévaluation de l'efficacité de coïncidence. La première correction peut être déduite de l'expérience réalisée par R. G. Sextro *et al.* en rapportant la somme des intensité des 12 transitions identifiées dans cette

expérience à la valeur  $\mathcal{P}_p$  obtenue, soit :  $24.2(5)/28.1(6) = 86.1(26)\%$ . La seconde correction peut être évaluée suivant la même procédure que celle suivie par R. G. Sextro *et al.* en rapportant l'alimentation observée de l'I.A.S. à la valeur théorique attendue. Une valeur théorique de  $\log(ft) = 3.27$  conduit à un taux d'alimentation attendu de l'I.A.S. égal à  $2.75(7)\%$ . Le taux d'alimentation observé étant égal à  $1.95(22)\%$ , on en déduit un facteur de correction de l'efficacité de coïncidence égal à  $71(8)\%$ . En ne tenant compte que de la première correction, on peut donner une limite inférieure à la valeur de  $\mathcal{P}_p$ , déduite de la mesure des intensités absolues des 12 transitions identifiées :  $\mathcal{P}_p^{inf} = 15.8(28)/0.861(26) = 18.4(33)\%$ . La seconde correction conduit à une valeur de  $\mathcal{P}_p$  égale à  $18.4(33)/0.71(8) = 25.9(55)\%$ .

Les pics proton numérotés 1, 3, 10 et 11 alimentent l'état excité à  $1634\text{ keV}$  de  $^{20}\text{Ne}$ . La somme des intensités de ces transitions  $\beta-p$  vaut  $3.15(30)\%$ . Si l'on tient compte des deux facteurs correctifs déterminés précédemment, la somme augmente pour atteindre la valeur de  $3.66(37)\%$  en tenant compte de la contribution des transitions d'intensités trop faibles pour avoir pu être observées et la valeur de  $5.15(77)\%$  en tenant compte de la surestimation de l'efficacité de coïncidence. Cette dernière valeur est comparée dans la suite au résultat directement déduit de l'analyse du rayonnement  $\gamma$  à l'énergie de  $1634\text{ keV}$ .

### Analyse du spectre en énergie du rayonnement $\gamma$ émis

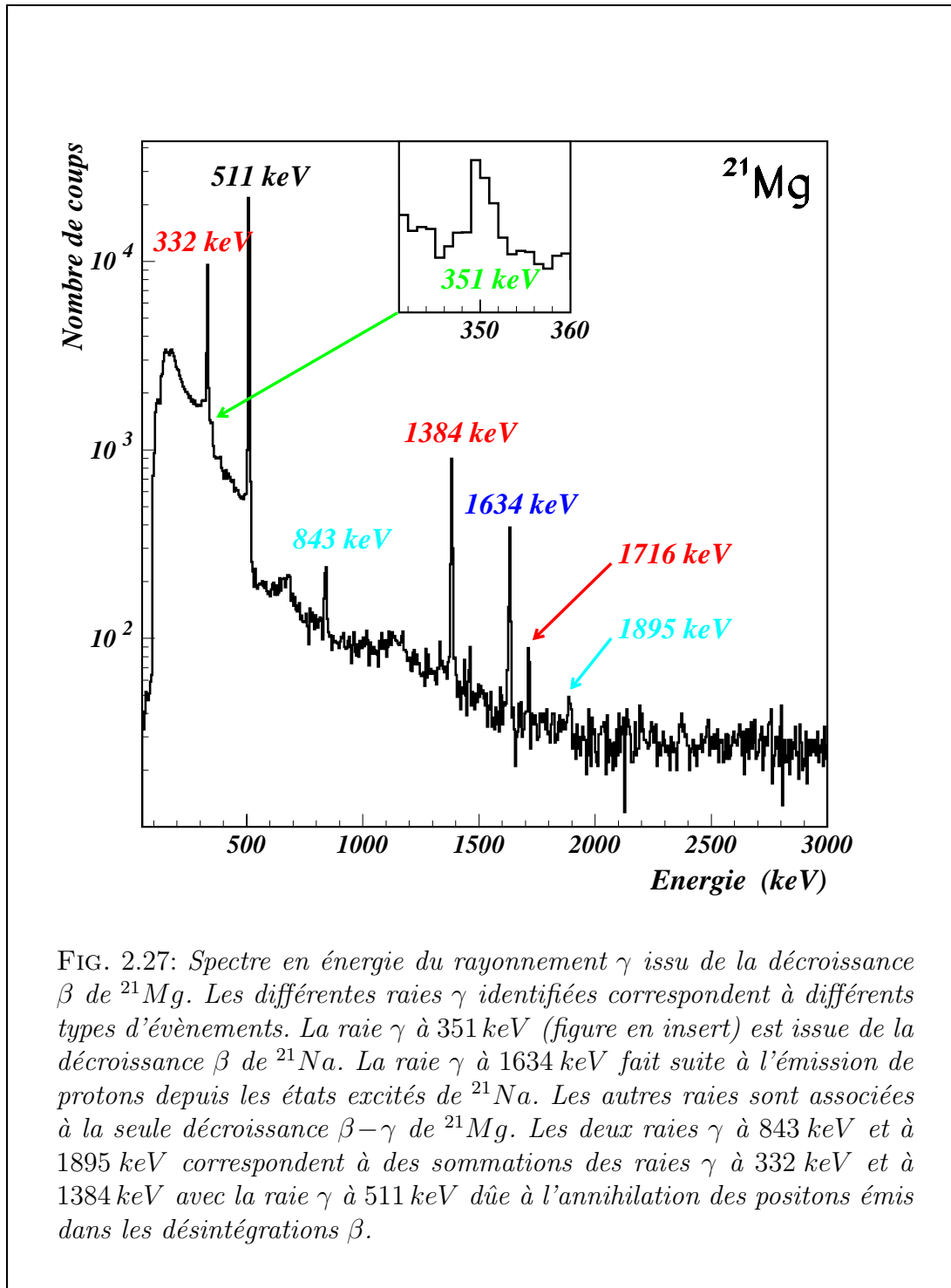
La figure 2.27 présente le spectre en énergie délivré par le détecteur germanium. Il a été obtenu en sommant les spectres individuels des quatre secteurs du détecteur. 5 des raies  $\gamma$  observées sont directement associées à la désexcitation d'états peuplés dans la décroissance de  $^{21}\text{Mg}$ . Les transitions correspondantes à  $332, 351, 1384, 1634$  et  $1716\text{ keV}$  sont représentées dans la figure 2.28.

Les pics à  $843\text{ keV}$  et à  $1895\text{ keV}$  observés dans le spectre en énergie  $\gamma$  de la figure 2.27 correspondent à des coïncidences entre la détection des raies  $\gamma$  à  $332\text{ keV}$  et à  $1384\text{ keV}$  et celle de la raie  $\gamma$  à  $511\text{ keV}$  issue de l'annihilation des positons émis dans les désintégrations  $\beta$ .

Les raies  $\gamma$  à  $351\text{ keV}$ ,  $1634\text{ keV}$  et à  $1716\text{ keV}$  donnent lieu à de semblables coïncidences, cependant les intensités de ces transitions sont trop faibles pour que les empilements associés puissent être observés dans le spectre en énergie  $\gamma$ . Seule la raie  $\gamma$  à  $1634\text{ keV}$  est consécutive à une décroissance  $\beta-p$ . Dans ce seul cas le phénomène d'empilement n'est pas correctement pris en compte et il conduit à une sous-estimation de l'intensité absolue mesurée. Pour toutes les autres raies  $\gamma$ , l'effet d'empilement est pris en compte dans la correction de l'efficacité de déclenchement de l'acquisition des données.

Les raies identifiées ont été ajustées à l'aide d'une distribution gaussienne sur un fond linéaire. Les surfaces ainsi obtenues permettent de déterminer l'intensité associée à chacune des raies  $\gamma$  à partir de la relation 2.16. La raie  $\gamma$  à  $351\text{ keV}$  est associée à la décroissance  $\beta-\gamma$  de l'état fondamental de  $^{21}\text{Na}$ , issu de la décroissance  $\beta$  de  $^{21}\text{Mg}$ . Le nombre de noyaux implantés à prendre en compte dans la relation correspond donc au nombre de noyaux  $^{21}\text{Na}$  produits ( $N_\gamma^{prod.}(^{21}\text{Na})$ ). Il est déduit du nombre de noyaux  $^{21}\text{Mg}$  implantés ( $N_\gamma^{impl}(^{21}\text{Mg})$ ) et de la somme des rapports d'embranchement  $\beta$  alimentant les états émetteurs proton de  $^{21}\text{Na}$ :

$N_{\gamma}^{prod.}(^{21}\text{Na}) = N_{\gamma}^{impl}(^{21}\text{Mg}) * (1 - \mathcal{P}_p)$ . Dans tous les autres cas, le nombre de noyaux implantés à prendre en compte est bien le nombre de noyaux  $^{21}\text{Mg}$  produits au cours de l'expérience ( $N_{\gamma}^{impl}(^{21}\text{Mg})$ ).



Le tableau 2.13 donne les intensités absolues des différentes raies  $\gamma$  identifiées. Les énergies associées sont tirées de la référence [10] qui donne des valeurs plus précises que celles qui peuvent être déduites des ajustements. Le mode de décroissance auquel

elles sont liées ainsi que le noyau dans lequel les transitions opèrent sont indiqués.

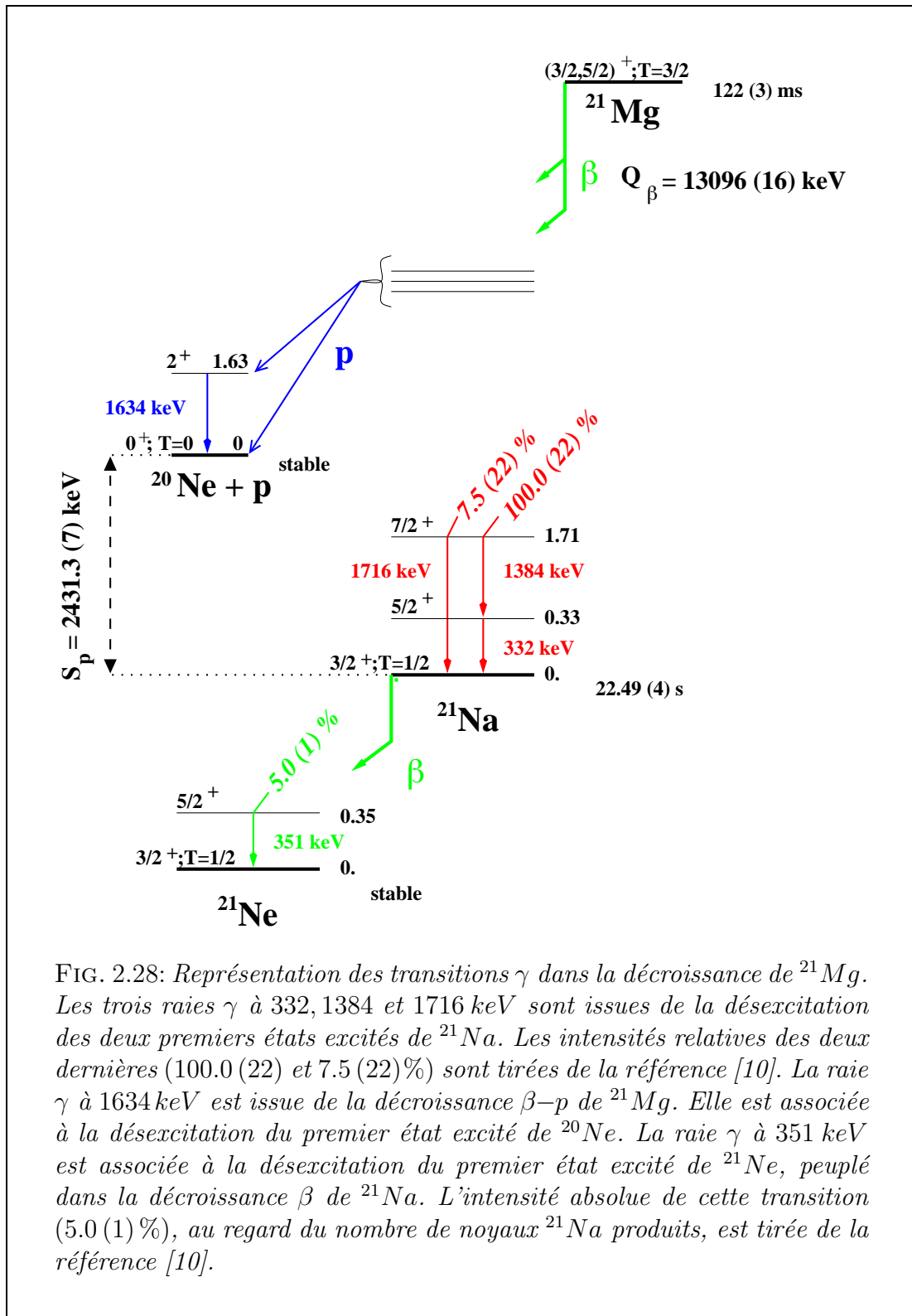


FIG. 2.28: Représentation des transitions  $\gamma$  dans la décroissance de  $^{21}\text{Mg}$ . Les trois raies  $\gamma$  à 332, 1384 et 1716 keV sont issues de la désexcitation des deux premiers états excités de  $^{21}\text{Na}$ . Les intensités relatives des deux dernières (100.0 (22) et 7.5 (22)%) sont tirées de la référence [10]. La raie  $\gamma$  à 1634 keV est issue de la décroissance  $\beta$ -p de  $^{21}\text{Mg}$ . Elle est associée à la désexcitation du premier état excité de  $^{20}\text{Ne}$ . La raie  $\gamma$  à 351 keV est associée à la désexcitation du premier état excité de  $^{21}\text{Ne}$ , peuplé dans la décroissance  $\beta$  de  $^{21}\text{Na}$ . L'intensité absolue de cette transition (5.0 (1)%), au regard du nombre de noyaux  $^{21}\text{Na}$  produits, est tirée de la référence [10].

D'après l'analyse, l'intensité absolue de la raie  $\gamma$  à 332 keV est supérieure à 100 %, ce qui n'a pas de sens. Par ailleurs, celle de la raie  $\gamma$  à 351 keV, déduite du nombre

Décroissance	Energie (keV)	Transition	$I_\gamma$ (%)
$^{21}\text{Na} (\beta-\gamma)$	350.72 (6)	$^{21}\text{Ne}: \frac{5}{2}_1^+ \rightarrow \frac{3}{2}_1^+$	7.4 (19)
$^{21}\text{Mg} (\beta-\gamma)$	331.9 (1)	$^{21}\text{Na}: \frac{5}{2}_1^+ \rightarrow \frac{3}{2}_1^+$	98 (21)
	1384.1 (3)	$\frac{7}{2}_1^+ \rightarrow \frac{5}{2}_1^+$	20.3 (42)
	1715.9 (7)	$\frac{7}{2}_1^+ \rightarrow \frac{3}{2}_1^+$	1.62 (45)
$^{21}\text{Mg} (\beta-p-\gamma)$	1633.6 (3)	$^{20}\text{Ne}: 2_1^+ \rightarrow 0_1^+$	> 3.20 (57)

TAB. 2.13: Intensités absolues des différents processus consécutifs à la désintégration  $\beta$  de  $^{21}\text{Mg}$  et conduisant à l'émission de rayonnement  $\gamma$ . Elles permettent de déterminer les rapports d'embranchement  $\beta$  dans l'alimentation des états excités de  $^{21}\text{Na}$  liés par rapport à l'émission de protons.

de noyaux  $^{21}\text{Na}$  issus de la décroissance  $\beta$  de  $^{21}\text{Mg}$  vaut  $I_\gamma(351) = 7.4(19)\%$  au lieu des  $5.0(1)\%$  attendus d'après la référence [10] (voir la figure 2.27). Il y a deux explications possibles à cet écart : soit la valeur de  $\mathcal{P}_p$  déterminée à l'aide des deux corrections est surévaluée et le nombre de noyaux de  $^{21}\text{Na}$  produits qui en a été déduit est sous estimé dans les mêmes proportions. Soit l'efficacité de détection à l'énergie de  $351\text{ keV}$  déterminée à l'aide de l'équation 2.10 est sous estimée de  $(1 - 5.0(1)/7.4(19)) = 32(17)\%$ . La première des deux corrections apportées à  $\mathcal{P}_p$  repose sur l'observation par R. G. Sextro *et al.* de transitions  $\beta-p$  d'intensités trop faibles pour pouvoir être observées dans notre expérience. Sauf à remettre totalement en question l'analyse de l'expérience antérieure, il est difficile de ne pas tenir compte de la contribution de ces transitions à  $\mathcal{P}_p$ . La seconde correction est plus robuste encore car elle repose sur le calcul théorique de la valeur de  $\log(ft)$  pour l'I.A.S., dont la validité est bien établie pour un grand nombre de noyaux dans cette région de masse. A l'inverse, on a toutes les raisons de suspecter une sous-évaluation de l'efficacité de détection  $\gamma$  à basse énergie, compte tenu des remarques qui ont été faites concernant la procédure donnant l'efficacité totale de détection à partir de l'efficacité individuelle du seul premier secteur du cristal de germanium. Cette hypothèse est en outre étayée par l'analyse décrite ci-après.

L'état à  $332\text{ keV}$  de  $^{21}\text{Na}$  est peuplé d'une part directement dans la décroissance  $\beta$  de  $^{21}\text{Mg}$  et d'autre part dans la désexcitation  $\gamma$  de l'état excité à  $1716\text{ keV}$  de  $^{21}\text{Na}$  (voir la figure 2.27). Cette désexcitation est caractérisée par l'émission de la raie  $\gamma$  à  $1384\text{ keV}$ . Le nombre de coups observés à  $332\text{ keV}$  et dû à cette filiation s'écrit simplement :

$$N_{1384}^{obs}(332) = N^{obs}(1384) * \mathcal{E}^\gamma(332) \quad (2.22)$$

où  $\mathcal{E}^\gamma(332)$  est l'efficacité réelle de détection à l'énergie de  $332\text{ keV}$  et où  $N_{1384}^{obs}(332)$  est le nombre de coups observés à l'énergie de  $332\text{ keV}$ , en coïncidence avec la raie  $\gamma$  à  $1384\text{ keV}$ .  $\mathcal{E}^\gamma(332)$  peut ainsi être déduite du rapport du nombre de coups observés à l'énergie de  $332\text{ keV}$  en coïncidence avec la raie  $\gamma$  à  $1384\text{ keV}$  et le nombre de coups observés à l'énergie de  $1384\text{ keV}$ .  $N_{1384}^{obs}(332)$  a été déterminé comme suit : les spectres en énergie  $\gamma$  délivrés par les secteurs d'indices  $i, j$  et  $k$  ont été conditionnés

par l'observation de la raie  $\gamma$  à  $1384\text{ keV}$  dans le dernier secteur d'indice  $l$ . La sommation des trois premiers spectres donne le nombre de coups observés à l'énergie de  $332\text{ keV}$  dans trois des secteurs, en coïncidence avec la raie  $\gamma$  à  $1384\text{ keV}$  dans le quatrième. En répétant cette procédure en opérant une rotation sur les quatre secteurs, on obtient finalement le nombre total de coups à l'énergie de  $332\text{ keV}$  en coïncidence avec la raie  $\gamma$  à  $1384\text{ keV}$ .  $N^{obs}(1384)$  est simplement obtenu comme la somme des surfaces des pics à  $1384\text{ keV}$  délivrés par chacun des secteurs individuels. L'analyse précédente conduit à une efficacité réelle de détection à l'énergie de  $332\text{ keV}$   $\mathcal{E}^\gamma(332)$  égale à  $1.47(38)\%$ . L'équation 2.10 donne pour valeur de l'efficacité la valeur de  $1.02(22)\%$ . Cette dernière a donc été sous-évaluée de  $1 - (1.02(22)/1.47(38)) = 30(23)\%$ . Ce résultat est très proche de la valeur attendue de  $32(17)\%$  issue du traitement de la raie  $\gamma$  à  $351\text{ keV}$ . Cela corrobore l'hypothèse d'une sous-évaluation de l'efficacité totale de détection à basse énergie.

En appliquant cette correction aux intensités absolues déterminées pour les deux raies  $\gamma$  à  $332\text{ keV}$  et à  $351\text{ keV}$ , les deux premières lignes du tableau 2.13 sont remplacées par celles du tableau 2.14 ci-dessous.

Décroissance	Energie (keV)	Transition	$I_\gamma$ (%)
$^{21}\text{Na}(\beta-\gamma)$	350.72 (6)	$^{21}\text{Ne}: \frac{5}{21}^+ \rightarrow \frac{3}{21}^+$	5.1 (11)
$^{21}\text{Mg}(\beta-\gamma)$	331.9 (1)	$^{21}\text{Na}: \frac{5}{21}^+ \rightarrow \frac{3}{21}^+$	68 (17)

TAB. 2.14: Intensités absolues corrigées des raies  $\gamma$  à  $332\text{ keV}$  et à  $351\text{ keV}$  émises dans la décroissance  $\beta$  des noyaux  $^{21}\text{Mg}$  et  $^{21}\text{Na}$ . La correction appliquée rend compte de la sous estimation de l'efficacité totale de détection du rayonnement  $\gamma$  à basse énergie.

Les deux raies  $\gamma$  à  $1384\text{ keV}$  et à  $1716\text{ keV}$  sont issues de la désexcitation du deuxième état excité de  $^{21}\text{Na}$ . Le rapport d'embranchement  $\beta$  vers cet état est donc égal à la somme des intensités absolues des deux raies, soit :  $B.R.(1716) = 21.9(44)\%$ . Le taux relatif des deux intensités absolues  $I_\gamma(1716)/I_\gamma(1384)$  vaut  $8(3)\%$ . Ce résultat est en accord avec la valeur attendue  $I_\gamma(1716)/I_\gamma(1384) = 6.97(21)\%$  déduite de la référence [10] (voir la figure 2.28).

La raie  $\gamma$  à  $1384\text{ keV}$  alimente l'état à  $332\text{ keV}$  qui décroît à  $100\%$  vers l'état fondamental de  $^{21}\text{Na}$ . Le rapport d'embranchement  $\beta$  vers l'état à  $332\text{ keV}$  est donc donné par la différence des intensités absolues des raies  $\gamma$  à  $332\text{ keV}$  et à  $1384\text{ keV}$ , soit :  $B.R.(332) = 48(19)\%$ .

La somme des rapports d'embranchement  $\beta$  vers les états excités de  $^{21}\text{Na}$ , liés par rapport à l'émission de protons, est égale à  $I_\gamma(332) + I_\gamma(1716) = 70(18)\%$ . Le rapport d'embranchement  $\beta$  total vers les états excités non liés ayant été estimé à  $\mathcal{P}_p = 25.9(55)\%$ , le rapport d'embranchement  $\beta$  vers l'état fondamental de  $^{21}\text{Na}$  est finalement estimé à  $B.R.(0) = 100 - 25.9(55) - 70(18) = 4(24)\%$ . Ce résultat est compatible avec zéro, mais l'incertitude est si grande qu'une alimentation de l'état fondamental de  $^{21}\text{Na}$  dans la décroissance  $\beta$  de  $^{21}\text{Mg}$  n'est pas exclue.

Le tableau 2.15 résume les données de l'alimentation  $\beta$  des états de  $^{21}\text{Na}$  liés par rapport à l'émission de protons.



Etats peuplés	Energie ( $keV$ ) d'excitation	B.R. (%)
$^{21}\text{Na} : \frac{3^+}{2_1}$	0	4 (24)
$\frac{5^+}{2_1}$	331.93 (10)	48 (19)
$\frac{7^+}{2_1}$	1716.0 (7)	21.9 (44)

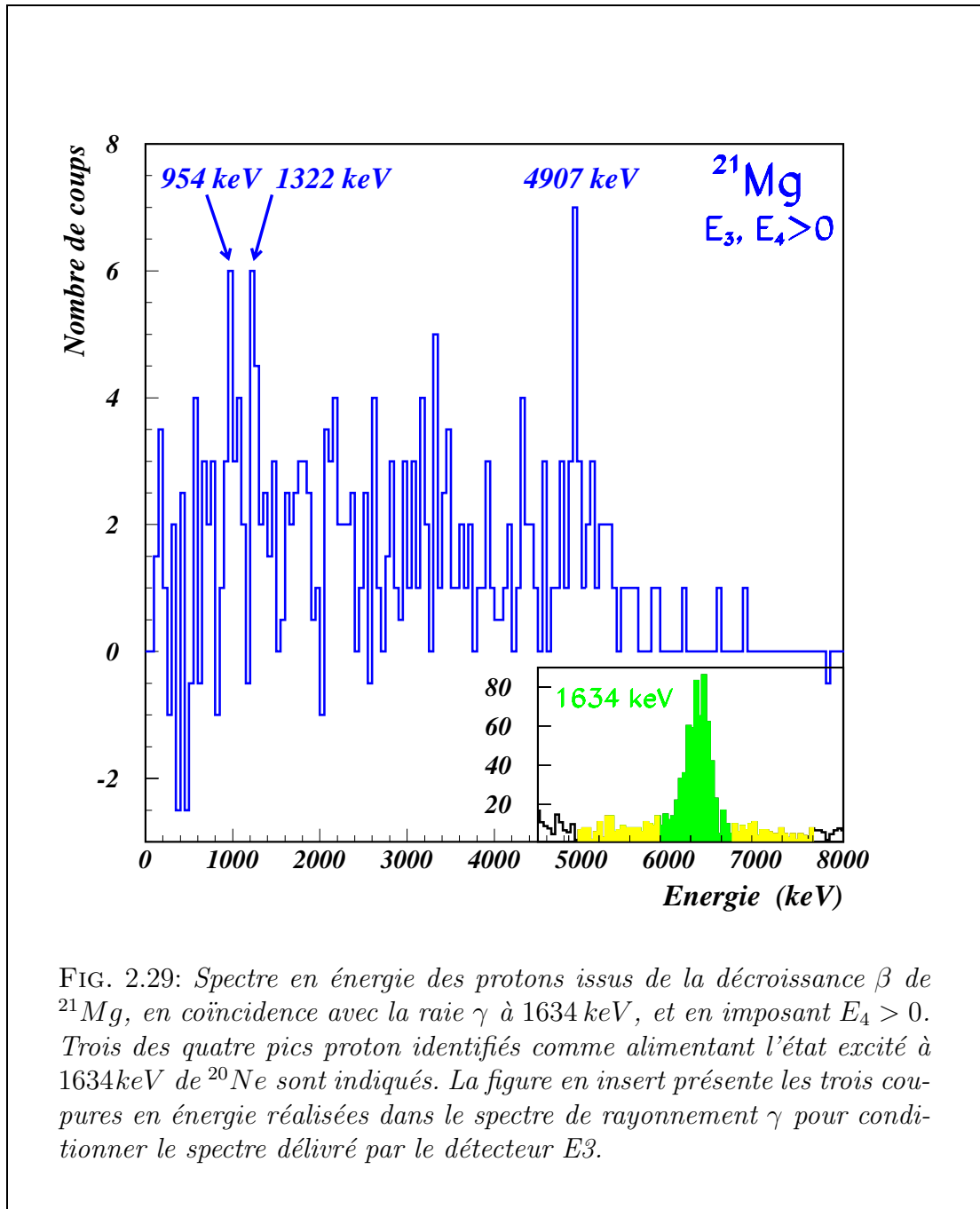
TAB. 2.15: Taux d'alimentation (B.R.) des états de  $^{21}\text{Na}$  liés par rapport à l'émission de protons.

Quand bien même on n'a pas tenu compte de l'effet d'empilement dans sa détermination, l'intensité absolue de la raie  $\gamma$  à  $1634\text{ keV}$  peut être comparée à la valeur attendue. Elle est donnée par la somme des rapports d'embranchement des transitions  $\beta-p$  alimentant l'état excité à  $1634\text{ keV}$  de  $^{20}\text{Ne}$  (voir la figure 2.28). L'intensité de la raie ( $I_\gamma(1634) > 3.20$  (57) %) pourrait être compatible avec la valeur attendue de 3.15 (30) %, obtenue sans appliquer de correction sur les intensités des pics proton. Il n'y a cependant pas de raisons justifiant que toutes les transitions  $\beta-p$  alimentant les états excités de  $^{20}\text{Ne}$  aient été observées et il faut également tenir compte de la correction de l'efficacité de coïncidence. En tenant compte de ces deux corrections, l'intensité attendue de la raie  $\gamma$  à  $1634\text{ keV}$  vaut 5.15 (77) %. Le rapport des intensités absolues d'une part estimée à partir du spectre d'émission  $\gamma$  ( $I_\gamma^{obs}(1634)$ ) et attendue d'autre part ( $I_\gamma^{att}(1634)$ ) vaut  $I_\gamma^{obs}(1634)/I_\gamma^{att}(1634) > 62$  (14) %.

L'effet d'empilement étant supposé être de l'ordre de quelques dizaines de pour cent seulement, on ne peut le rendre seul responsable de la faiblesse du rapport précédent. Cela pose le problème de l'efficacité de déclenchement de l'acquisition pour l'observation du rayonnement  $\gamma$  consécutif à l'émission de protons. Le déficit observé dans le rayonnement  $\gamma$  à  $1634\text{ keV}$  peut laisser supposer que, pour une raison inexpliquée, cette efficacité est inférieure aux 100 % attendus.

Une seconde hypothèse permettant d'expliquer la trop faible intensité de la raie  $\gamma$  observée à  $1634\text{ keV}$  est la mauvaise assignation des transitions  $\beta-p$  dans la décroissance de  $^{21}\text{Mg}$ . Si l'une des quatre transitions identifiées comme alimentant l'état excité à  $1634\text{ keV}$  de  $^{20}\text{Ne}$  peuple en réalité l'état fondamental de ce noyau, l'intensité attendue pour la raie  $\gamma$  en sera réduite d'autant. Pour s'assurer de la qualité de l'assignation de ces transitions  $\beta-p$ , il suffit d'observer le spectre en énergie délivré par le détecteur E3 en imposant la condition que le détecteur germanium ait détecté un rayonnement  $\gamma$  à l'énergie de  $1634\text{ keV}$ . Un tel spectre est présenté dans la figure 2.29. Il a été obtenu en soustrayant le spectre en énergie des protons obtenu en coïncidence avec la raie  $\gamma$  à  $1634\text{ keV}$  à la demi somme de ceux obtenus en coïncidence avec le bruit de fond de chaque côté de la raie  $\gamma$ . Une condition de coïncidence  $\beta$  avec le détecteur E4 a été en outre imposée de façon à minimiser l'importance du bruit de fond  $\beta$  dans chacun des spectres. Compte tenu de la faible efficacité de détection du rayonnement  $\gamma$  à l'énergie de  $1634\text{ keV}$  ( $\mathcal{E}_\gamma(1634) = 1.83$  (29) %) et de la condition de coïncidence avec le détecteur E4, le spectre en énergie des protons obtenu ne compte qu'un faible nombre de coups. Les trois transitions  $\beta-p$  recherchées les

plus intenses sont cependant identifiables ( $E_p = 954, 1132$  et  $4907 \text{ keV}$ ). L'hypothèse d'une anomalie dans l'efficacité de déclenchement pour la détection du rayonnement  $\gamma$  consécutif aux décroissances  $\beta-p$  est donc vraisemblable.



### Etude spectroscopique de $^{25}\text{Si}$

Deux études récentes réalisées par S. Hatori *et al.* [13] en 1992 et par J. D. Robertson *et al.* [9] en 1993 ont donné une image assez complète de la désintégration  $\beta-p$  de  $^{25}\text{Si}$ . A la différence des données expérimentales disponibles pour le  $^{21}\text{Mg}$ , les

rapports d'embranchement absolus dans l'alimentation des états émetteurs proton de  $^{25}\text{Al}$  sont connus [13]. L'intérêt d'une nouvelle étude spectroscopique de  $^{25}\text{Si}$  réside dans l'absence de données expérimentales relatives à la désintégration  $\beta-\gamma$  de ce noyau ainsi que dans l'opportunité de valider le protocole expérimental utilisé lors de l'étude des deux autres noyaux :  $^{21}\text{Mg}$  et  $^{26}\text{P}$ .

Au cours de l'expérience, près de  $5 \cdot 10^5$  noyaux  $^{25}\text{Si}$  ont été produits avec un taux de contamination très faible (voir le tableau 2.5). D'après la référence [10], ils se désintègrent par émission  $\beta^+$  avec une durée de vie de 220 (3)  $ms$  et peuplent les états excités de  $^{25}\text{Al}$ . L'énergie de séparation d'un proton de ce noyau est égale à 2271.3 (7)  $keV$ . Les états excités peuplés dans la désintégration  $\beta$  peuvent soit émettre des protons (production de noyaux stables de  $^{24}\text{Mg}$ ), soit se désexciter par émission  $\gamma$  vers l'état fondamental de  $^{25}\text{Al}$ . Celui-ci se désintègre à son tour par émission  $\beta^+$ , avec une durée de vie de 7.183 (12)  $s$ , vers le noyau stable  $^{25}\text{Mg}$ . Ces informations sont récapitulées dans le tableau 2.16.

Noyau précurseur		Noyau fils
		$\beta$ $\longrightarrow$ $^{25}\text{Mg}$
$^{25}\text{Si}$	$\xrightarrow{\beta}$	$^{25}\text{Al}$ stable
$T_{\frac{1}{2}} = 220 (3) ms$		$T_{\frac{1}{2}} = 7.183 (12) s$
$Q_{\beta} = 12741 (10) keV$		$S_p = 2271.3 (7) keV$
		$p$ $\longrightarrow$ $^{24}\text{Mg}$ stable

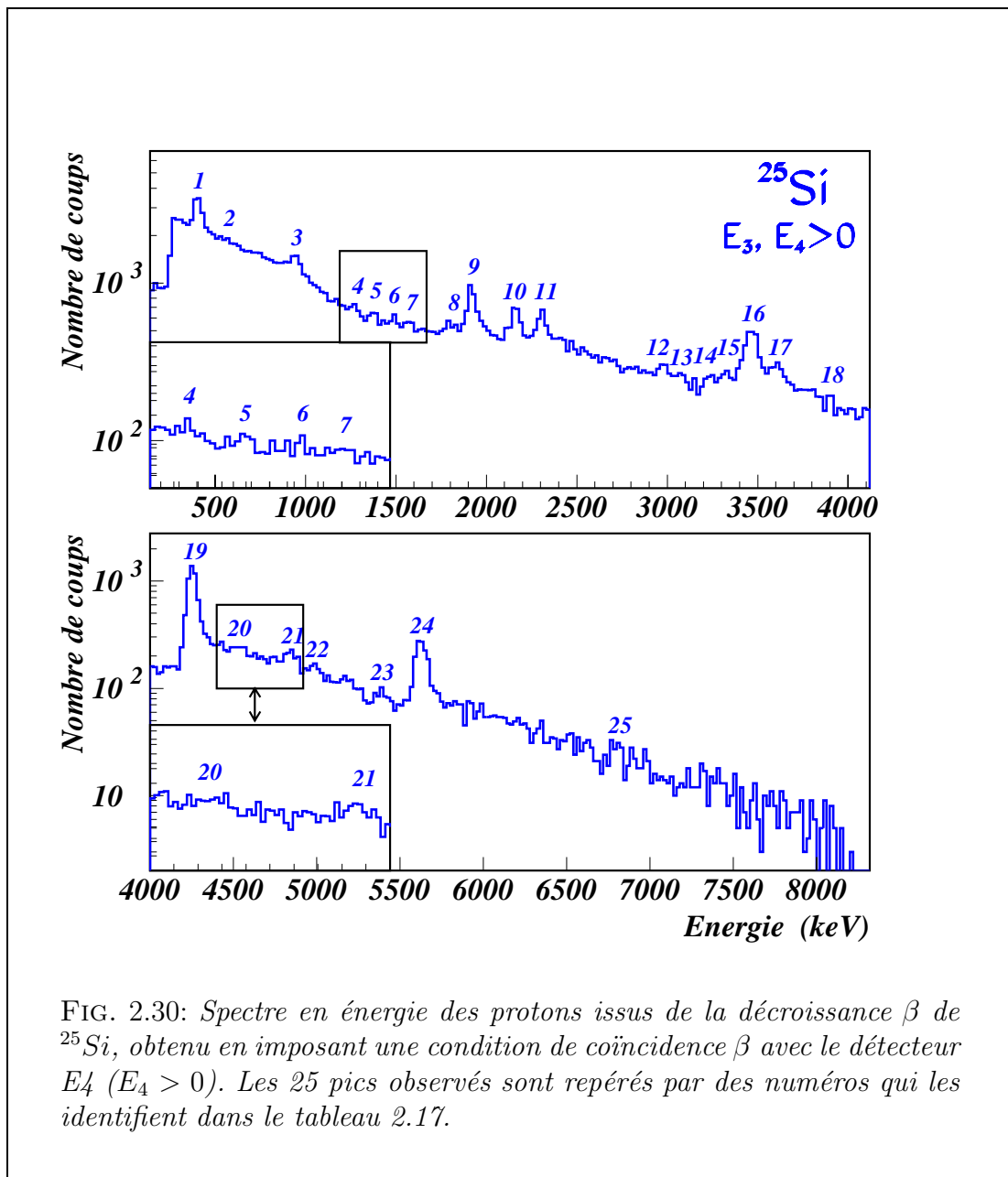
TAB. 2.16: Récapitulatif des informations relatives à la décroissance  $\beta$  de  $^{25}\text{Si}$ , extraites de la référence [10].

### Analyse du spectre en énergie des protons émis

La figure 2.30 présente le spectre en énergie délivré par le détecteur E3, obtenu en coïncidence  $\beta$  avec le détecteur E4. 25 pics associés à des décroissances  $\beta-p$  de  $^{25}\text{Si}$  ont été identifiés. Le tableau 2.17 propose, pour chaque transition, l'énergie des protons émis (exprimée dans le référentiel du centre de masse) ainsi que les intensités relatives et absolues qui leurs sont associées.

Ces résultats sont comparés à ceux obtenus par J. D. Robertson *et al.* [9] qui constituent l'essentiel des données de la compilation [15]. 23 des 32 transitions répertoriées dans la référence [9] ont été observées au cours de l'expérience. Les transitions numérotés 12 et 18 dans notre étude présentent un écart par rapport aux valeurs de référence voisin de 40  $keV$ . Il s'agit de transitions d'intensités absolues relativement faibles ( $I_p < 0.4 \%$ ), ce qui peut justifier que l'ajustement gaussien ne soit pas de

très bonne qualité. Une nouvelle transition à 3077 (14) keV (pic 13) a été mise en



évidence mais elle n'a pu être assignée. La première des trois transitions excédant 6.7 MeV rapportées dans la référence [16] a également été observée (pic numéroté 25 dans notre étude).

Les intensités relatives associées à chaque émission de protons montrent des écarts parfois importants. En ce qui concerne les transitions de forte intensités relatives, l'accord est cependant relativement bon entre cette étude et les travaux précédents. L'exception notable de la transition de plus faible énergie à 401 (1) keV ( $I_p = 49.8$  (48) % d'après notre expérience contre 73.7 (3) % d'après J. D. Robertson *et al.*) peut s'expliquer par le phénomène de l'asymétrie miroir : le résultat donné dans la référence [9] n'est pas le fruit de l'observation de la transition  $\beta-p$  à l'énergie

de 0.4 MeV mais il a été déduit du rapport d'embranchement vers l'état analogue

Cette expérience				J. D. Robertson <i>et al.</i> [9]		
Pic	Energie (keV)	Intensité Relative (%)	Intensité Absolue (%)	Pic	Energie (keV)	Intensité Relative (%)
1	401 ( 1)	49.8 (48)	4.75 (32)	1	382 (20)	73.7 (3)
2	555 (11)	7.2 (27)	0.69 (25)	2	550 (25)	< 2.5 (1)
3	943 ( 2)	17.1 (24)	1.63 (20)	3	943.4 (—)	17 (1)
				4	1040 (20)	1.53 (3)
4	1268 ( 6)	6.1 (18)	0.58 (17)	5	1272 (20)	2.26 (7)
5	1377 ( 6)	4.3 (12)	0.41 (11)	6	1396 (20)	2.89 (5)
6	1489 ( 7)	5.0 (15)	0.48 (14)	7	1501 (20)	2.90 (5)
7	1573 ( 7)	4.3 (13)	0.41 (12)	8	1592 (20)	1.46 (3)
				9	1685 (20)	0.93 (6)
8	1804 ( 8)	6.1 (14)	0.58 (13)	10	1805 (15)	6.73 (6)
9	1917 ( 2)	23.5 (27)	2.24 (21)	11	1925.2 (—)	27.4 (1)
10	2162 ( 4)	18.1 (26)	1.73 (22)	12	2165 (10)	17.2 (1)
11	2307 ( 4)	16.5 (25)	1.57 (21)	13	2311.4 (—)	14.1 (1)
				14	2373 (20)	2.02 (3)
				15	2453 (25)	0.40 (2)
				16	2486 (25)	0.96 (2)
				17	2608 (25)	0.39 (5)
12	2980 ( 9)	1.7 ( 7)	0.16 ( 7)	18	3021 (15)	3.74 (9)
13	3077 (14)	2.6 (12)	0.25 (11)			
14	3231 ( 8)	5.4 (13)	0.51 (12)	19	3237 (15)	4.15 (5)
15	3326 ( 6)	5.9 (12)	0.56 (11)	20	3342 (15)	6.57 (6)
16	3463 ( 3)	28.1 (34)	2.68 (26)	21	3466 (10)	34.5 (1)
17	3610 (11)	5.9 (18)	0.56 (17)	22	3597 (10)	10.86 (8)
18	3899 ( 2)	3.4 ( 7)	0.32 ( 6)	23	3864 (20)	1.15 (7)
19	4252 ( 2)	100.0 (98)	9.54 (66)	24	4258.3 (—)	100 (2)
				25	4303 (20)	3.32 (7)
20	4545 (10)	6.6 (18)	0.63 (17)	26	4556 (20)	1.28 (5)
				27	4626 (25)	0.25 (1)
21	4850 ( 6)	10.3 (17)	0.98 (15)	28	4853 (15)	7.29 (7)
22*	4986 ( 8)	< 4.9 ( 9)	< 0.47 ( 8)	29	4992 (15)	2.30 (4)
23	5407 ( 7)	3.6 ( 7)	0.34 ( 6)	30	5394 (20)	1.98 (5)
				31	5549 (15)	3.19 (6)
24	5624 ( 3)	25.1 (27)	2.39 (20)	32	5630 (10)	16.9 (2)
25	6802 ( 7)	2.2 ( 5)	0.21 ( 4)	[16]	6795 (17)	0.72 (4)

TAB. 2.17: Données comparées de décroissance  $\beta$ -p de  $^{25}\text{Si}$ . La partie de gauche du tableau correspond à l'analyse des résultats de l'expérience : l'énergie des protons est donnée dans le référentiel du centre de masse. Les deux colonnes suivantes proposent les intensités relatives et absolues associées à chaque transition. L'intensité de la transition 22 correspond à une valeur maximale obtenue en contraignant l'ajustement gaussien. La partie de droite du tableau donne à titre de comparaison les résultats obtenus par J. D. Robertson *et al.* [9]. Le numéro des pics reporté est celui donné dans le tableau II de la publication citée. Les intensités relatives associées sont données dans la dernière colonne. Les informations concernant la transition de plus haute énergie sont tirées de la référence [16].

dans le noyau  $^{25}\text{Mg}$ , peuplé dans la décroissance  $\beta^-$  de  $^{25}\text{Na}$ . La validité d'une telle procédure repose sur l'hypothèse de parfaite symétrie entre les processus de désintégration  $\beta^-$  et  $\beta^+$  dans les noyaux miroir (ici, les noyaux  $^{25}\text{Na}$  et  $^{25}\text{Si}$ ). Or on sait, et on le vérifiera par la suite, que cette symétrie est violée à hauteur de 10 % dans les noyaux légers. Une semblable anomalie dans l'alimentation des états analogues des noyaux  $^{25}\text{Mg}$  et  $^{25}\text{Al}$  peut expliquer la divergence de notre observation et du calcul opéré par J. D. Robertson *et al.* pour l'alimentation de l'état de  $^{25}\text{Al}$  émettant un proton à l'énergie de 0.4 MeV. Notre résultat est par ailleurs compatible avec celui obtenu par S. Hatori *et al.* qui ont également observé cette transition ( $I_p = 57.7(63)\%$  [13]).

La somme des intensités absolues des transitions  $\beta-p$  compilées dans la référence [15] vaut 38.4 (15) % et 34.7 (21) % dans notre étude. Si l'on ne tient pas compte de la transition de plus basse énergie pour la raison invoquée précédemment, la somme des rapports d'embranchement absolus vers les états excités de  $^{25}\text{Al}$  d'énergie supérieure à 2.7 MeV vaut 30.20 (9) % dans la compilation contre 30.0 (21) % dans notre étude. La différence dans l'alimentation  $\beta$  des états émetteurs proton de  $^{25}\text{Al}$  ( $\mathcal{P}_p$ ) entre cette expérience et celle réalisée par J. D. Robertson *et al.* s'explique donc vraisemblablement par la divergence des estimations de l'intensité de la transition  $\beta-p$  à 0.4 MeV.

Les pics proton notés 5, 6, 19 et 24 dans notre étude sont issus de l'état isobarique analogue (I.A.S.) dans  $^{25}\text{Al}$ . Ils peuplent les trois premiers états excités ainsi que l'état fondamental de  $^{24}\text{Mg}$ . La somme de leurs intensités absolues donne une alimentation de l'I.A.S. égale à 12.82 (80) %. Cette valeur est en très bon accord avec la valeur attendue théoriquement et donnée par J. D. Robertson de 12.2%. La valeur mesurée par S. Hatori *et al.* est légèrement supérieure :  $I_p(\text{I.A.S.}) = 14.55(72)\%$  [13].

La détermination expérimentale de l'énergie des protons émis, qui a servi de base à l'identification des transitions, permet de déduire l'énergie des états émetteurs proton de  $^{25}\text{Al}$ . Le tableau 2.18 rapporte ces valeurs ainsi que les rapports d'embranchement absolus vers ces états. Les énergies des états émetteurs proton sont comparées avec celles proposées dans la référence [15].

Certaines des énergies des états émetteurs proton de  $^{25}\text{Al}$  ne sont pas compatibles avec les données issues des expériences antérieures et compilées dans la référence [15]. L'anomalie constatée précédemment et concernant les énergies des transitions numérotées 12 et 18 se traduit ainsi par un écart de 25 et 48 keV respectivement entre l'énergie des états émetteurs proton déduite et celle donnée en référence. Dans le cas de la transition numérotée 23 dans notre étude, l'énergie de l'état émetteur proton associée est supérieure à celle donnée en référence de près de 41 keV. Dans ce cas particulier, on peut noter que l'énergie d'excitation déduite d'après notre étude est malgré tout compatible avec celle déduite du travail de J. D. Robertson *et al.* (7665 (20) keV). Les écarts qui peuvent exister ne sont pas systématiques et l'éta-lonnage en énergie des protons détectés dans E3 a donné entière satisfaction lors de la détermination de l'énergie des états émetteurs proton de  $^{21}\text{Na}$ . Il semble donc que ces écarts soient dûs aux ajustements opérés sur les pics présentés dans la figure 2.30.

L'énergie associée à l'état isobarique analogue est inférieure de près de 10 keV à la

Energie des protons peuplant les états de $^{24}\text{Mg}$ (keV)				Energies et taux d'alimentation des états émetteurs proton de $^{25}\text{Al}$		
0 keV	1369 keV	4123 keV	4238 keV	Ce travail	réf. [15]	B.R. (%)
1–401 (1)				2672 (1)	2673.5 (6)	4.75 (32)
7–1573 (7)				3844 (7)	3858.8 (8)	0.41 (12)
9–1917 (2) 2–555 (11)				4189 (2)	4196 (3)	2.93 (31)
11–2307 (4) 3–943 (2)				4582 (2)	4583 (4)	3.20 (26)
4–1268 (6)				4908 (6)	4906 (4)	0.58 (17)
15–3326 (6)				5597 (6)	5597 (5)	0.56 (11)
10–2162 (4)				5802 (4)	5808 (6)	1.73 (22)
18–3899 (2)				6170 (2)	6122 (3)	0.32 ( 6)
12–2980 (9)				6620 (9)	6645 (4)	0.16 ( 7)
14–3231 (8)				6871 (8)	6881 (6)	0.51 (12)
21–4850 (6) 16–3463 (3)				7107 (3)	7121 (6)	3.66 (21)
22–4986 (8) 17–3610 (11)				7255 (7)	7240 (3)	< 1.03 (64)
23–5407 (7)				7678 (7)	7637 (6)	0.34 ( 6)
24–5624 (3) 19–4252 (2) 6–1489 (7) 5–1377 (6)				7892 (2)	7902 (2)	12.82 (80)
20–4545 (10) 8–1804 (8)				8193 (6)	8186 (3)	1.21 (20)
25–6802 (7)				9073 (7)	9065 (10)	0.21 ( 4)

TAB. 2.18: Détermination de l'énergie (en keV) des états de  $^{25}\text{Al}$  émetteurs proton. Les protons associés à ces émissions peuplent l'état fondamental ainsi que les trois premiers états excités de  $^{24}\text{Mg}$ . Les rapports d'embranchement absolus vers ces états, déduits de la présente analyse, figurent dans la dernière colonne du tableau. Seule la transition numérotée 13 dans le tableau 2.17 n'a pu être assignée ( $E_p = 3077 (14) \text{ keV}$ ;  $I_p = 0.25 (11) \%$ ).

valeur donnée en référence mais elle reste compatible avec celle obtenue par J. D. Robertson *et al.* (7896 (6) keV dans la référence [9]). Le rapport d'embranchement  $\beta$  absolu vers cet état ( $I_p = 12.82 (80) \%$ ) conduit à une valeur de  $\log(ft)$  égale à 3.25 (3).

La somme des rapports d'embranchement vers les états émetteurs proton de  $^{25}\text{Al}$  vaut, comme indiqué précédemment  $\mathcal{P}_p = 34.7 (21) \%$ .

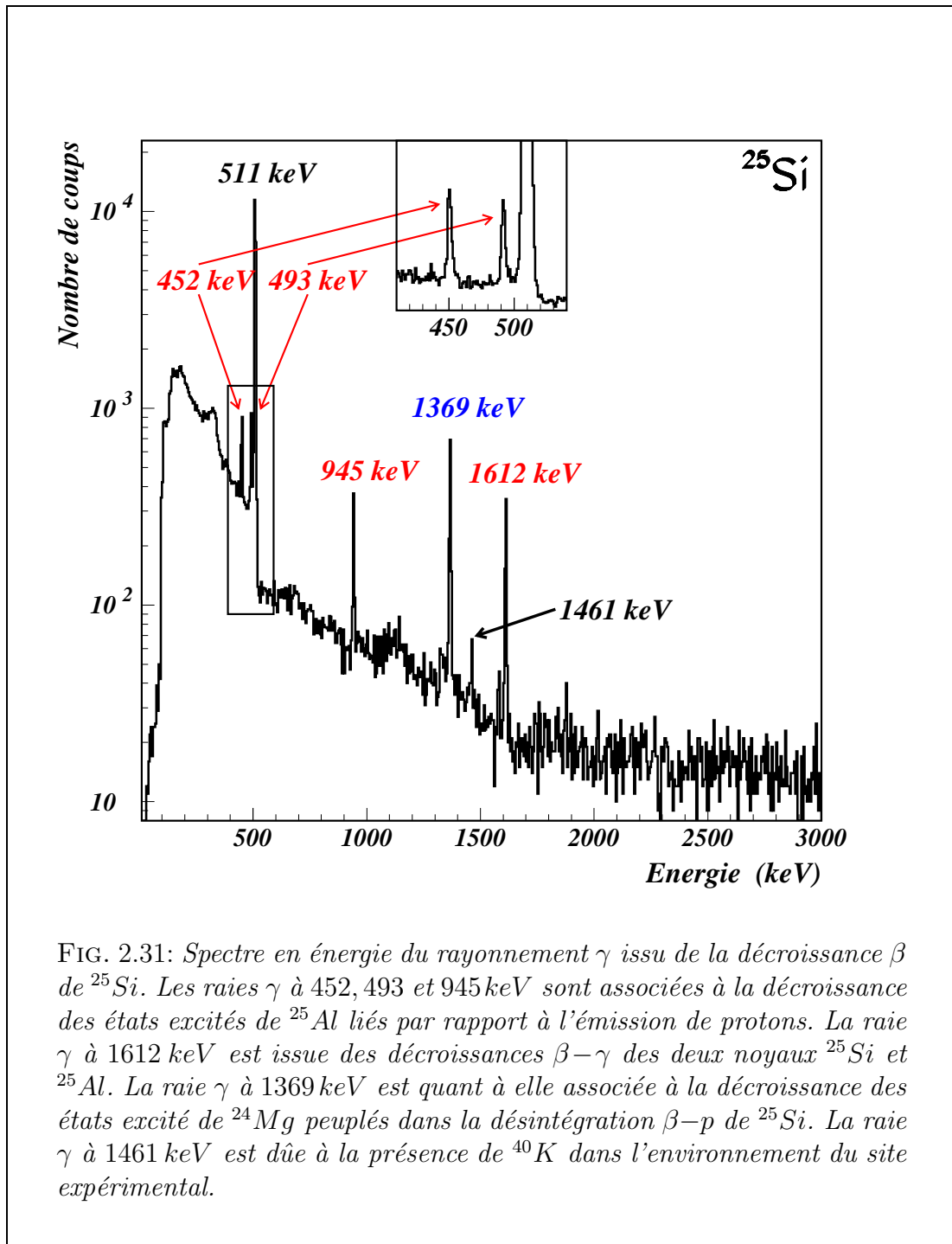
Enfin, plus de la moitié des transitions  $\beta-p$  observées alimentent les états excités à 1369 keV ( $I_{p1} = 18.7 (10) \%$ ), 4123 keV ( $I_{p2} = 1.06 (17) \%$ ) et 4238 keV ( $I_{p3} = 0.41 (11) \%$ ) de  $^{24}\text{Mg}$ .

### Analyse du spectre en énergie du rayonnement $\gamma$ émis

La figure 2.31 présente le spectre en énergie délivré par le détecteur germanium. Il a fait l'objet du même traitement que dans le cas de la désintégration de  $^{21}\text{Mg}$ . Il conduit à l'identification de 5 raies  $\gamma$  consécutives à la désintégration de  $^{25}\text{Si}$  et

représentées dans la figures 2.32.

A la différence du spectre obtenu pour le  $^{21}\text{Mg}$ , il n'y a pas de coïncidence ob-



servable entre le rayonnement  $\gamma$  à 511 keV et l'une quelconque des autres raies  $\gamma$  détectées. Cela est dû à la plus faible intensité des transitions observées, mais l'effet d'empilement a été pris en compte malgré tout dans le cas d'événements de radio-activité  $\beta-\gamma$ .

Les déterminations antérieures du nombre de noyaux  $^{25}\text{Si}$  produits, de l'efficacité de



détection ainsi que des «efficacités» de déclenchement de l'acquisition permettent, à

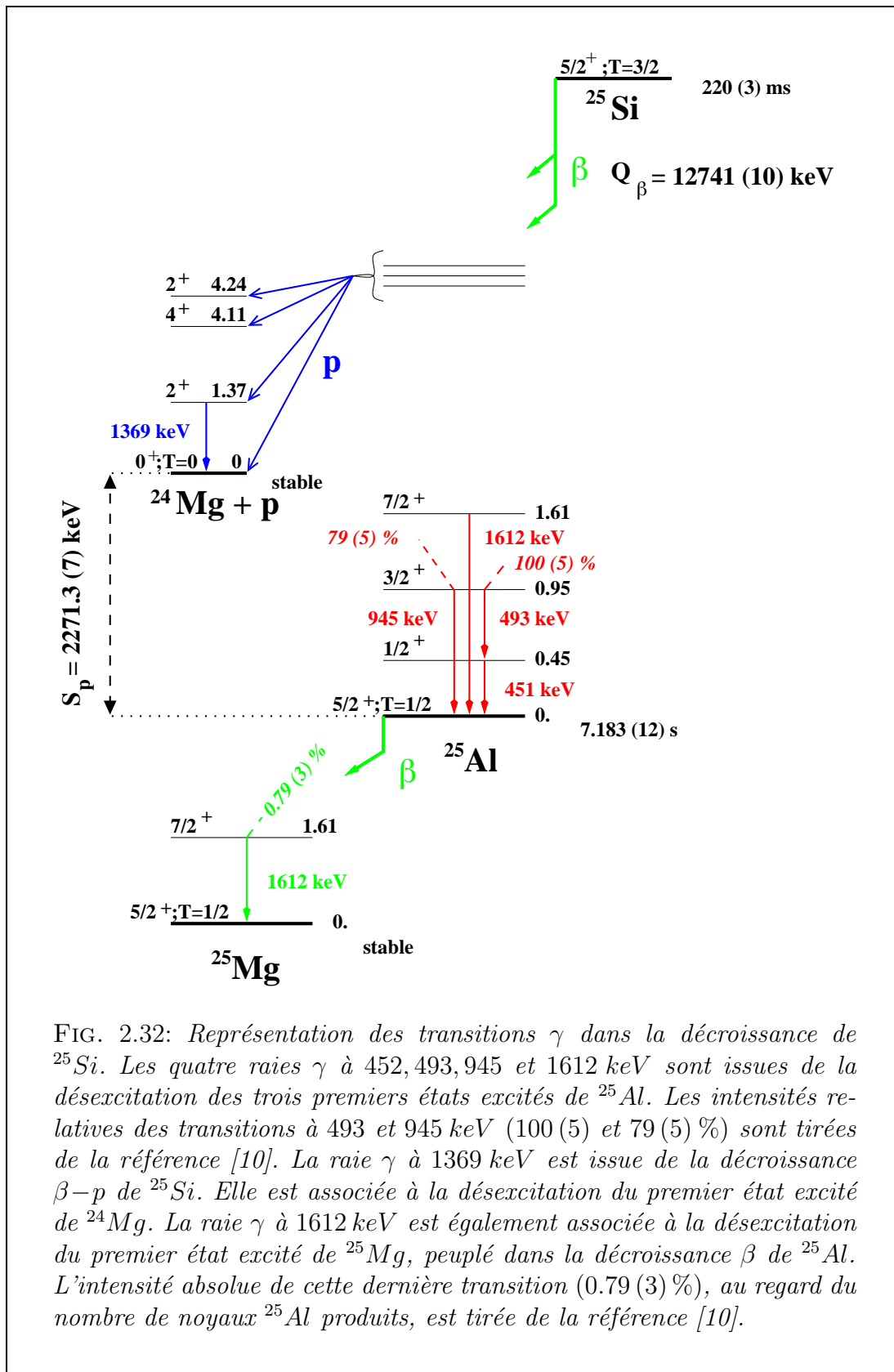


FIG. 2.32: Représentation des transitions  $\gamma$  dans la décroissance de  $^{25}\text{Si}$ . Les quatre raies  $\gamma$  à 452, 493, 945 et 1612 keV sont issues de la désexcitation des trois premiers états excités de  $^{25}\text{Al}$ . Les intensités relatives des transitions à 493 et 945 keV (100 (5) et 79 (5) %) sont tirées de la référence [10]. La raie  $\gamma$  à 1369 keV est issue de la décroissance  $\beta$ -p de  $^{25}\text{Si}$ . Elle est associée à la désexcitation du premier état excité de  $^{24}\text{Mg}$ . La raie  $\gamma$  à 1612 keV est également associée à la désexcitation du premier état excité de  $^{25}\text{Mg}$ , peuplé dans la décroissance  $\beta$  de  $^{25}\text{Al}$ . L'intensité absolue de cette dernière transition (0.79 (3) %), au regard du nombre de noyaux  $^{25}\text{Al}$  produits, est tirée de la référence [10].

l'aide de la partie droite de l'équation 2.16, de mesurer les intensités des différentes transitions  $\gamma$  observées. Le tableau 2.19 présente le résultat de cette analyse.

Décroissance	Energie (keV)	Transition	$I_\gamma$ (%)
$^{25}\text{Si} (\beta-\gamma)$	451.5 (4)	$^{25}\text{Al} : \frac{1}{2}_1^+ \rightarrow \frac{5}{2}_1^+$	18.4 (42)
	493.3 (4)	$\frac{3}{2}_1^+ \rightarrow \frac{1}{2}_1^+$	15.3 (34)
	944.8 (4)	$\frac{3}{2}_1^+ \rightarrow \frac{5}{2}_1^+$	10.4 (23)
$^{25}\text{Si} (\beta-\gamma)$	1612.4 (4)	$^{25}\text{Al} : \frac{7}{2}_1^+ \rightarrow \frac{5}{2}_1^+$	15.2 (32)
$^{25}\text{Al} (\beta-\gamma)$	1611.71 (1)	$^{25}\text{Mg} : \frac{7}{2}_1^+ \rightarrow \frac{5}{2}_1^+$	
$^{25}\text{Si} (\beta-p-\gamma)$	1368.633 (6)	$^{24}\text{Mg} : 2_1^+ \rightarrow 0_1^+$	> 9.5 (16)

TAB. 2.19: Intensités absolues des différentes raies  $\gamma$  consécutives à la désintégration  $\beta$  de  $^{25}\text{Si}$ . Elles permettent de déterminer les rapports d'embranchement  $\beta$  dans l'alimentation des états excités de  $^{25}\text{Al}$  liés par rapport à l'émission de protons.

La raie  $\gamma$  à 1461 keV, issue des noyaux  $^{40}\text{K}$  présents dans l'environnement du site expérimental, n'a pas été traitée car elle n'est d'aucune aide pour l'analyse des données de la désintégration de  $^{25}\text{Si}$ .

Aucune raie  $\gamma$  n'est observée aux énergies de 845, 1338 et 1790 keV, ce qui indique que l'état excité  $\frac{7}{2}_2^+$  à 1790 keV de  $^{25}\text{Al}$  n'est pas peuplé dans la décroissance  $\beta$  de  $^{25}\text{Si}$  ou qu'il l'est très faiblement : d'après la référence [10], un rapport d'embranchement absolu de l'ordre de 1 % seulement vers cet état se traduirait par une raie  $\gamma$  comptant près de 40 coups à l'énergie de 845 keV.

L'état  $\frac{7}{2}_1^+$  à 1612 keV de  $^{25}\text{Al}$  se désexcite exclusivement vers l'état fondamental en émettant un rayonnement  $\gamma$  de même énergie. L'état fondamental se désintègre à son tour par émission  $\beta^+$  vers le  $^{25}\text{Mg}$  et peuple un nouvel état  $\frac{7}{2}_1^+$  à 1612 keV (voir la figure 2.32). Ce dernier est un état miroir de celui de  $^{25}\text{Al}$  de même énergie d'excitation et il se désexcite de la même manière vers l'état fondamental. La raie  $\gamma$  à 1612 keV est donc la somme des contributions de ces deux transitions  $\gamma$  miroir. D'après la référence [10], 0.79 (3)% des noyaux  $^{25}\text{Al}$  produits donnent lieu à la seconde contribution. L'analyse de la désintégration  $\beta-p$  ayant révélé que la somme des rapports d'embranchement vers les états excités non liés de  $^{25}\text{Al}$  vaut  $100 - 34.7 (21) = 65.3 (21) \%$ , on peut estimer la seconde contribution à  $0.653 (21) * 0.79 (3) = 0.52 (3) \%$ . Le rapport d'embranchement absolu vers l'état à 1612 keV de  $^{25}\text{Al}$  est égal à la différence entre l'intensité absolue de la raie  $\gamma$  à 1612 keV et l'intensité absolue correspondant à la seconde contribution, soit :  $B.R.(1612) = 15.2 (32) - 0.52 (3) = 14.7 (32) \%$ .

Les transitions correspondantes à 452, 493, 945, 1369 et 1612 keV sont représentées dans la figure 2.32. Les deux raies  $\gamma$  à 945 et à 493 keV sont associées aux deux désexcitations  $\gamma$  de l'état  $\frac{3}{2}_1^+$  à 945 keV de  $^{25}\text{Al}$  vers son état fondamental et vers son premier état excité à 452 keV. Le rapport d'embranchement absolu vers l'état à 945 keV est donc obtenu comme la somme des intensités absolues des deux transitions à 945 et à 493 keV :  $B.R.(945) = 25.8 (39) \%$ . Le taux relatif des intensités absolues des deux raies  $\gamma$  ( $I_\gamma(945)/I_\gamma(493)$ ) vaut 68 (26) %, ce qui est en accord avec

la valeur attendue d'après la référence [10] :  $I_\gamma(945)/I_\gamma(493) = 79 (6) \%$ .

Le rapport d'embranchement absolu vers l'état  $\frac{1}{2}_1^+$  à  $452 \text{ keV}$  est finalement obtenu comme la différence des intensités absolues des raies  $\gamma$  à  $493$  et à  $452 \text{ keV}$  :  $B.R.(452) = 18.4 (42) - 15.3 (34) = 3 (4) \%$ . Compte tenu des incertitudes sur les valeurs des deux intensités, le résultat obtenu est compatible avec zéro. De fait, la différence de moment cinétique total entre l'état fondamental de  $^{25}\text{Si}$  et l'état excité à  $452 \text{ keV}$  de  $^{25}\text{Al}$  est de deux unités. La transition  $\beta$  entre ces deux états, si elle a lieu, est ainsi « première interdite ». L'intensité d'une telle transition serait en conséquence trop faible pour être observable et on supposera par la suite que l'état excité considéré n'est pas alimenté de manière significative dans la décroissance  $\beta$  de  $^{25}\text{Si}$ .

Les résultats précédents conduisent à une somme des rapports d'embranchement absolus vers les états excités de  $^{25}\text{Al}$  liés par rapport à l'émission de protons égale à  $40.5 (50) \%$ . La somme des rapports d'embranchement absolus vers les états émetteurs proton de  $^{25}\text{Al}$  étant égale à  $34.7 (21) \%$ , on en déduit la valeur du rapport d'embranchement vers l'état fondamental de  $^{25}\text{Al}$  :  $B.R.(0) = 24.8 (71) \%$ .

Le tableau 2.20 résume les données de l'alimentation  $\beta$  des états de  $^{25}\text{Al}$  liés par rapport à l'émission de protons.

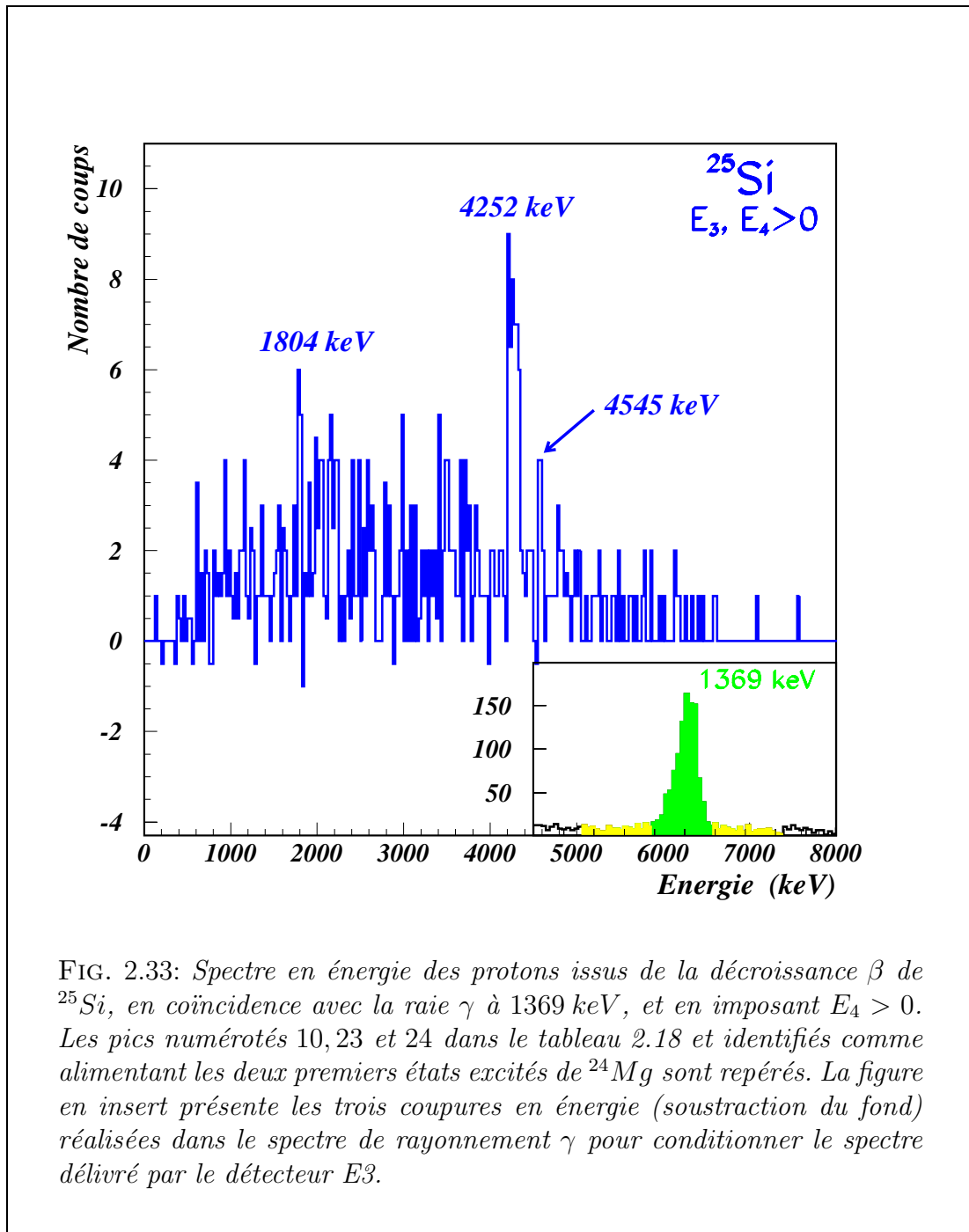
Etats peuplés	Energie ( $\text{keV}$ ) d'excitation	B.R. (%)
$^{25}\text{Al} : \frac{5}{2}_1^+$	0	24.8 (71)
$\frac{3}{2}_1^+$	944.8 (4)	25.8 (39)
$\frac{7}{2}_1^+$	1612.4 (4)	14.7 (32)

TAB. 2.20: Taux d'alimentation  $\beta$  (B.R.) des états de  $^{25}\text{Al}$  liés par rapport à l'émission de protons.

L'intensité absolue de la raie  $\gamma$  à  $1369 \text{ keV}$  peut être comparée à la valeur attendue, déduite des rapports d'embranchement des transitions  $\beta-p$  alimentant les états excités de  $^{24}\text{Mg}$ . Ces états à  $1369$ ,  $4123$  et  $4238 \text{ keV}$  sont respectivement peuplés à hauteur de  $18.7 (10)$ ,  $1.06 (17)$  et  $0.41 (11) \%$ . D'après la référence [10], le premier état excité décroît à  $100 \%$  vers l'état fondamental, le deuxième état excité à  $100 \%$  vers le premier état excité et le troisième état excité à  $21.8 (11) \%$  vers le premier état excité et à  $78.2 (15) \%$  vers l'état fondamental. En notant comme précédemment  $I_{p1}$ ,  $I_{p2}$  et  $I_{p3}$  les rapports d'embranchement  $\beta-p$  vers ces trois états excités, l'intensité absolue de la raie  $\gamma$  à  $1369 \text{ keV}$  attendue vaut :  $I_\gamma^{\text{att}}(1369) = I_{p1} + I_{p2} + 0.218 (11) * I_{p3}$ , soit  $I_\gamma^{\text{att}}(1369) = 19.9 (11) \%$ . Au lieu de quoi, l'intensité estimée est supérieure, d'après le tableau 2.19, à  $9.5 (16) \%$ . De la même manière que pour la transition  $\beta-p-\gamma$  à  $1634 \text{ keV}$  dans la désintégration de  $^{21}\text{Mg}$ , on ne peut rendre entièrement responsable l'effet d'empilement du déficit observé. Encore une fois, c'est l'efficacité de déclenchement de l'acquisition pour des événements de radioactivité  $\beta-p-\gamma$  qui semble être inférieure à  $100 \%$ .

On peut tenter de valider partiellement l'assignation des transitions  $\beta-p$  alimentant

les états excités de  $^{24}\text{Mg}$  en observant les événements de radioactivité  $\beta-p$  détectés dans le détecteur E3, en coïncidence avec le détecteur E4 et avec la raie  $\gamma$  à  $1369\text{keV}$ . Le spectre de coïncidence correspondant est représenté dans la figure 2.33.



Il a été obtenu en appliquant la même procédure que celle utilisée pour l'obtention du spectre de coïncidence présenté dans la figure 2.29. La transition  $\beta-p$  de grande intensité à  $4252\text{keV}$  ( $I_p = 9.5(7)\%$ ) est aisément identifiable. Deux autres transitions de plus faibles intensités à  $1804\text{keV}$  et  $4545\text{keV}$  ( $I_p = 0.6(1)$  et  $0.7(2)\%$  respectivement) sont également repérées dans la figure. Inexplicablement, les tran-

sitions alimentant également les états excités de  $^{24}\text{Mg}$  et d'intensités intermédiaires n'apparaissent pas de manière évidente dans le spectre de coïncidence. C'est notamment le cas des transitions numérotées 12 et 20 à 2162 et à 3463  $\text{keV}$  d'intensités respectives égales à et 1.9 (2) et 3.0 (3) %.

Réciproquement, un ajustement gaussien du pic proton de coïncidence à 4252  $\text{keV}$  de la figure 2.33 donne un nombre de coups qui peut être comparé à celui attendu. Le nombre de coups attendu est égal au produit de la surface du même pic, obtenu sans imposer de coïncidence avec la raie  $\gamma$  à 1369  $\text{keV}$ , et de l'efficacité de détection du rayonnement  $\gamma$  à l'énergie considérée. Le rapport du nombre de coups observés dans le spectre de la figure 2.33 et du nombre de coups attendu donne ainsi la valeur de l'efficacité de déclenchement pour un événement de radioactivité  $\beta-p-\gamma$ . Le résultat de cette analyse conduit à la valeur de 53 (10) % qui est trop éloignée des 100 % attendus s'il on tenait compte de l'effet d'empilement pour que celui-ci explique le déficit de près de 50 %. Ce résultat est par ailleurs compatible avec la valeur obtenue en considérant toutes les transitions  $\beta-p$  alimentant les états excités de  $^{24}\text{Mg}$  (49 (9) %). On en tire deux conclusions :

- il n'y a pas lieu de remettre en question l'assignation des transitions  $\beta-p$  alimentant les états excités de  $^{20}\text{Ne}$  et de  $^{24}\text{Mg}$  dans les désintégrations des noyaux  $^{21}\text{Mg}$  et  $^{25}\text{Si}$ .
- le phénomène d'empilement dont on n'a pas tenu compte dans le cas de l'émission de rayonnement  $\gamma$  consécutif à l'émission de protons n'explique que partiellement le déficit dans l'observation de tels événements de radioactivité. Il semble que pour une raison indéterminée, l'efficacité de déclenchement de l'acquisition des données de décroissance  $\gamma$  pour de semblables événements soit inférieure aux 100 % attendus.

### Etude spectroscopique de $^{26}\text{P}$

La désintégration  $\beta$  de  $^{26}\text{P}$  a été étudiée par M. D. Cable *et al.* [17, 18] au début des années 80. Ces travaux ont mis en évidence le peuplement de l'état isobarique analogue (I.A.S.) à 13080 (15)  $\text{keV}$  dans  $^{26}\text{Si}$ . D'après cette étude, cet état émet des protons vers l'état fondamental et le premier état excité de  $^{25}\text{Al}$  (désintégration  $\beta-p$ ), ainsi que, séquentiellement, deux protons vers l'état fondamental de  $^{24}\text{Mg}$  (désintégration  $\beta-2p$ ).

Dans le même travail, l'hypothèse est faite de l'émission de particules  $\alpha$  depuis l'I.A.S. vers le premier état excité à 1246  $\text{keV}$  de  $^{22}\text{Mg}$ . Enfin, d'après la référence [10],  $^{26}\text{P}$  est non lié par rapport à l'émission directe de protons de près de 150  $\text{keV}$ . Ces trois points sont autant de guides suivis dans l'étude spectroscopique du  $^{26}\text{P}$  entreprise dans la présente expérience.

Au cours de celle-ci, plus de  $2 \cdot 10^6$  noyaux  $^{26}\text{P}$  ont été produits (tableau 2.7) avec un taux de contamination significatif par les noyaux  $^{25}\text{Si}$ ,  $^{24}\text{Al}$  et  $^{23}\text{Mg}$  (tableau 2.6). Les désintégrations  $\beta-p-\gamma$  et  $\beta-\gamma$  des deux premiers doivent faire l'objet d'une attention particulière car elles conduisent à l'émission d'un rayonnement  $\gamma$  de même énergie que celui attendu dans les désintégrations  $\beta-2p-\gamma$  et  $\beta-p-\gamma$  de  $^{26}\text{P}$ .

Le  $^{26}\text{Si}$  produit dans la décroissance  $\beta$  de  $^{26}\text{P}$  possède une énergie de séparation d'un

proton de  $5518(3)\text{ keV}$ . Cette valeur importante permet le peuplement de nombreux états de  $^{26}\text{Si}$  se désexcitant par émission  $\gamma$ . Le  $^{26}\text{Si}$  se désintègre enfin par émission  $\beta^+$  avec une durée de vie de  $2.234(13)\text{ s}$  et peuplent les états excités de  $^{26}\text{Al}$ . La très grande durée de vie de ce dernier au regard de la désintégration  $\beta$  ( $7.4 * 10^5$  années), l'apparente à un noyau stable compte tenu de la courte durée de l'expérience. Ces dernières informations sont tirées de la référence [10]. Un récapitulatif en est donné dans le tableau 2.21.

Noyau précurseur	Noyau fils		
		$\beta$ →	
		$^{26}\text{Al}$	
	$\beta$ →	$^{26}\text{Si}$	$T_{\frac{1}{2}} = 7.4 * 10^5$ années
$^{26}\text{P}$		$T_{\frac{1}{2}} = 2.234(13)\text{ s}$	
$T_{\frac{1}{2}} = 20_{-15}^{+35}\text{ ms}$		$S_p = 5518(3)\text{ keV}$	
$Q_\beta = 18120(200)\text{ keV}$		$S_{2p} = 7789.3(31)\text{ keV}$	
		$p$ →	$\beta$ →
		$^{25}\text{Al}$	$^{25}\text{Mg}$
		$T_{\frac{1}{2}} = 7.183(12)\text{ s}$	stable
		$2p$ →	
		$^{24}\text{Mg}$	
		stable	

TAB. 2.21: Récapitulatif des informations relatives à la décroissance  $\beta$  de  $^{26}\text{P}$ , extraites des références [10, 18].

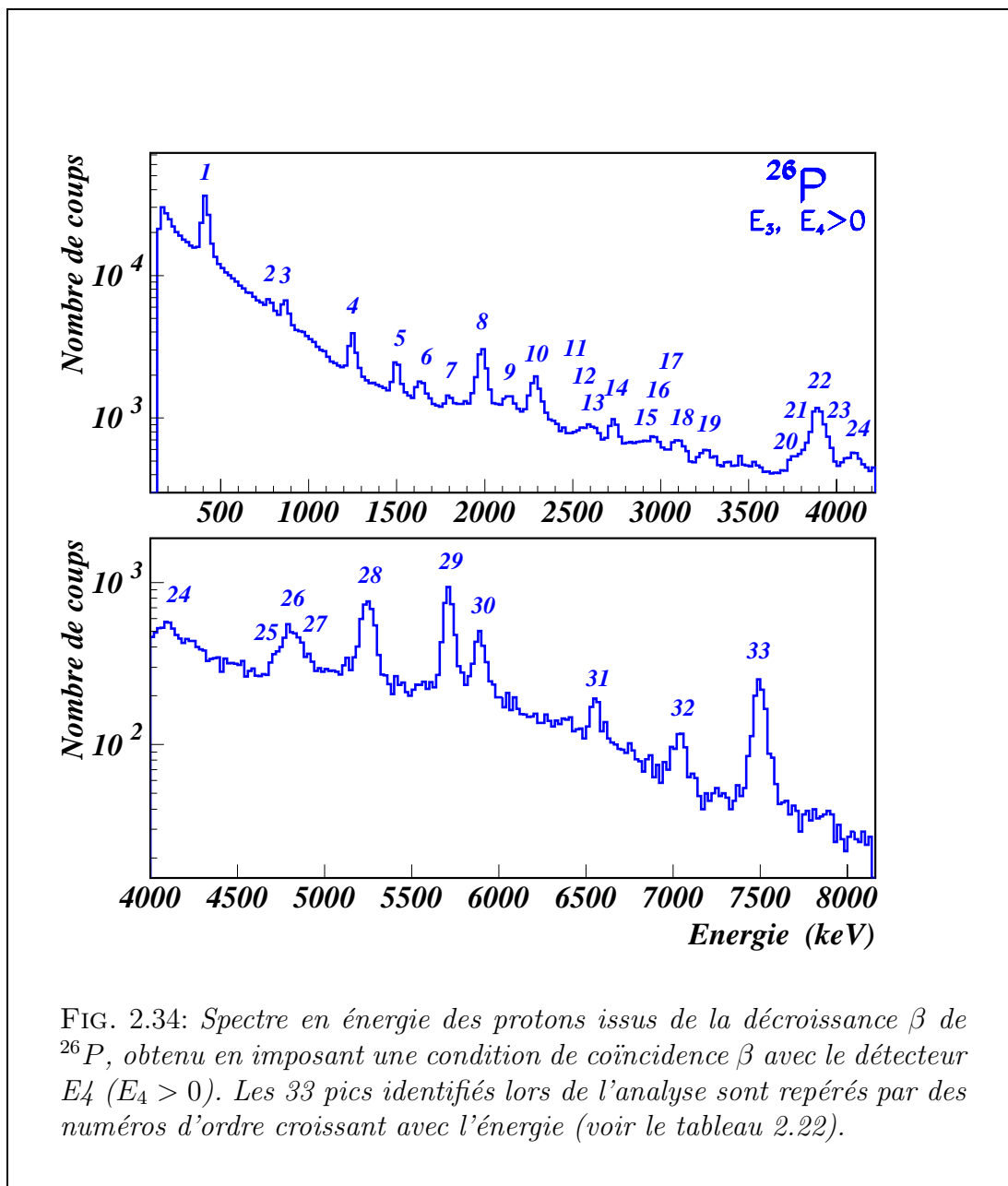
### Analyse du spectre en énergie des protons émis

La figure 2.34 présente le spectre en énergie délivré par le détecteur E3, obtenu en coïncidence  $\beta$  avec le détecteur E4.

33 pics associés à des décroissances  $\beta - p$  et  $\beta - 2p$  de  $^{26}\text{P}$  ont été identifiés. Ils ont été ajustés à l'aide de distributions gaussiennes reposant sur un fond linéaire. Ces ajustements sont représentés dans la figure 2.35. Ils ont permis la détermination, pour chaque transition, de l'énergie des protons émis (exprimée dans le référentiel du centre de masse) ainsi que les intensités relatives et absolues qui leurs sont associées. Ces informations sont résumées dans le tableau 2.22. Ces résultats sont conditionnés par trois hypothèses qui seront discutées plus loin :

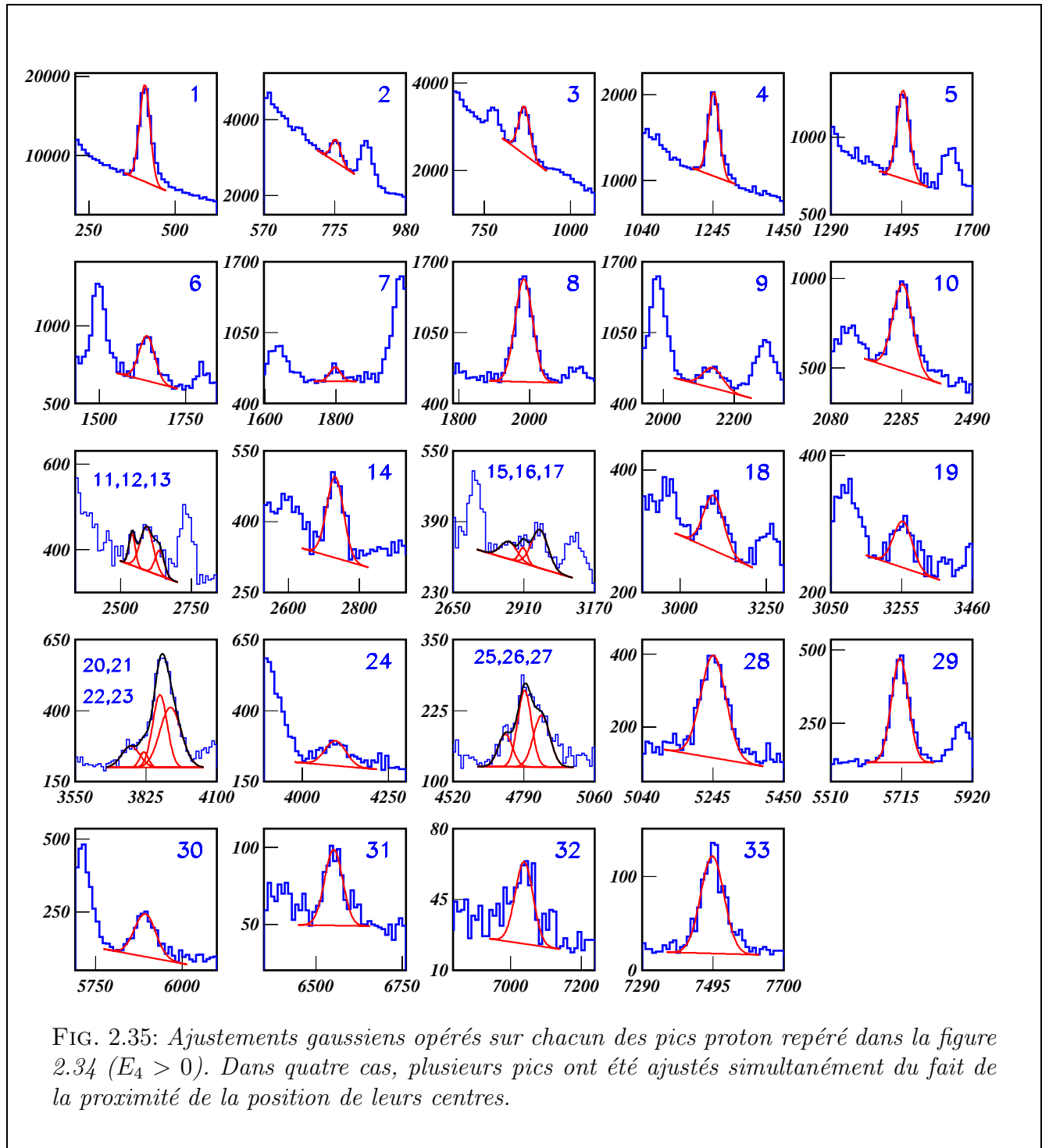
- on a supposé que l'intensité des transitions  $\beta - p$  issues des noyaux contaminants de  $^{25}\text{Si}$  est trop faible pour donner lieu à leur observation.

- on a supposé que le  $^{26}\text{P}$  ne se désintègre pas par émission directe de protons, de sorte que le nombre de noyaux implantés déterminés précédemment (tableau 2.7) a été pris en compte sans faire l'objet d'une quelconque correction. L'imposition d'une coïncidence  $\beta$  avec le détecteur E4 ne permet pas, dans tous les cas, d'observer un tel processus.
- on a supposé également qu'aucune des transitions identifiées n'est associée à une émission retardée de particules  $\alpha$ . De la sorte, il est inutile de se poser la question de l'efficacité de détection de ces particules par le détecteur E3.



La partie de droite du tableau 2.22 donne, qualitativement, les résultats de l'étude présentée dans les figures 2.36 à 2.38 des coïncidences entre les protons et le rayon-

nement  $\gamma$  émis dans la désintégration  $\beta$  de  $^{26}\text{P}$ .



Les rayonnements  $\gamma$  considérés correspondent aux désexcitations des états excités des noyaux  $^{25}\text{Al}$  et  $^{24}\text{Mg}$ . L'étude précédente de la désintégration  $\beta$  de  $^{25}\text{Si}$  a montré que le peuplement du premier état excité se caractérise par l'émission d'une raie  $\gamma$  à  $452\text{ keV}$ , le peuplement du second par celle de raies à  $452$ ,  $493$  et  $945\text{ keV}$  et celui du troisième par l'émission d'une raie  $\gamma$  à  $1612\text{ keV}$  (tableau 2.19). L'étude a également



porté sur l'observation de raies  $\gamma$  à 845, 1338 et 1790 keV, caractérisant, d'après la

Pic	Energie (keV)	Intensité Relative (%)	Intensité Absolue (%)	Indication du peuplement d'états excités		
				$\gamma$ en coïncidence avec les pics proton	$\gamma$ faisant apparaître les pics protons en coïncidence	Type de transition et états peuplés
1	412 ( 2)	100.0 (71)	17.96 (90)			
2	778 ( 3)	4.3 ( 5)	0.78 ( 7)			
3	866 ( 2)	9.5 (10)	1.71 (15)			
4	1248 ( 2)	8.4 ( 8)	1.51 (12)			
5	1499 ( 2)	5.5 ( 5)	0.99 ( 7)	493, 945		$1p \rightarrow 2^{\text{eme}}$
6	1638 ( 3)	3.6 ( 4)	0.65 ( 6)	452	452	$1p \rightarrow 1^{\text{er}}$
7	1798 ( 4)	1.1 ( 3)	0.20 ( 5)	452, 493	493, 945	$1p \rightarrow 2^{\text{eme}}$
8	1983 ( 2)	13.3 (11)	2.39 (16)			
9	2139 ( 4)	3.0 ( 8)	0.54 (14)	452, 493, 1338	452, 493	$1p \rightarrow 4^{\text{eme}}$
10	2288 ( 3)	8.2 ( 9)	1.47 (12)	1612	1612	$1p \rightarrow 3^{\text{eme}}$
11	2541 ( 6)	0.5 ( 2)	0.09 ( 3)			
12	2593 (13)	1.5 ( 3)	0.27 ( 6)			
13	2638 (18)	0.6 ( 2)	0.11 ( 4)			
14	2732 ( 4)	2.6 ( 4)	0.47 ( 6)			
15*	2855 (17)	< 0.8 ( 2)	< 0.14 ( 4)			
16	2908 (11)	0.3 ( 3)	0.06 ( 5)	452, 493		$1p \rightarrow 2^{\text{eme}}$
17	2968 ( 5)	1.8 ( 3)	0.32 ( 5)	452, 493		$1p \rightarrow 2^{\text{eme}}$
18	3097 ( 6)	1.7 ( 4)	0.31 ( 6)	452, 493, 845, 1790	845, 1338, 1790	$1p \rightarrow 4^{\text{eme}}$
19	3258 ( 4)	1.9 ( 2)	0.23 ( 4)	452, 493		$1p \rightarrow 2^{\text{eme}}$
20	3766 ( 9)	2.0 ( 4)	0.36 ( 7)	452	452	$1p \rightarrow 1^{\text{er}}$
21	3817 ( 6)	0.7 ( 3)	0.13 ( 5)	452, 945		$1p \rightarrow 2^{\text{eme}}$
22	3879 ( 3)	4.4 ( 6)	0.79 (12)	1369	1369	$2p \rightarrow 1^{\text{er}}$
23	3920 ( 5)	6.7 ( 9)	1.21 (14)			
24*	4097 ( 5)	< 2.1 ( 3)	< 0.37 ( 4)			
25	4719 ( 6)	1.3 ( 2)	0.24 ( 4)	452		$1p \rightarrow 1^{\text{er}}$
26	4793 ( 3)	3.0 ( 4)	0.54 ( 6)			
27	4858 ( 4)	2.5 ( 3)	0.44 ( 5)	452	452	$1p \rightarrow 1^{\text{er}}$
28	5247 ( 3)	7.6 (13)	1.37 (22)			
29	5710 ( 3)	7.8 ( 7)	1.40 (11)	452, 845, 1790	452, 493, 845, 1338, 1790	$1p \rightarrow 4^{\text{eme}}$
30	5893 ( 4)	4.1 ( 8)	0.73 (13)	1612	1612	$1p \rightarrow 3^{\text{eme}}$
31	6551 ( 4)	1.2 ( 5)	0.21 ( 8)	452, 945		$1p \rightarrow 2^{\text{eme}}$
32	7039 ( 5)	1.0 ( 1)	0.17 ( 2)			
33	7494 ( 4)	3.4 ( 3)	0.61 ( 5)			

TAB. 2.22: Résultats de l'analyse du spectre de décroissance  $\beta-p$  de  $^{26}\text{P}$  donné par la figure 2.34. La partie de gauche du tableau donne l'énergie des différentes transitions identifiées, exprimée dans le référentiel du centre de masse. Les deux colonnes suivantes proposent les intensités relatives et absolues associées à chaque transition. La partie de droite donne les indications fournies par l'analyse des coïncidences  $p-\gamma$  quant aux états excités ( $1^{\text{er}}$  à  $4^{\text{eme}}$ ) des noyaux  $^{25}\text{Al}$  et  $^{24}\text{Mg}$  peuplés dans la désintégration  $\beta-p$  ( $1p$ ) ou  $\beta-2p$  ( $2p$ ) de  $^{26}\text{P}$ . Ces indications servent de base à la détermination de l'énergie des états émetteurs proton de  $^{26}\text{Si}$  (tableau 2.23).

référence [10] la désexcitation  $\gamma$  du quatrième état excité de  $^{25}\text{Al}$  à  $1789.6(4)\text{ keV}$ . L'étude de la désintégration  $\beta-p$  de  $^{25}\text{Si}$  a par ailleurs montré que le peuplement du premier état excité de  $^{24}\text{Mg}$  se caractérise par l'émission d'une raie  $\gamma$  à  $1369\text{ keV}$  (tableau 2.19).

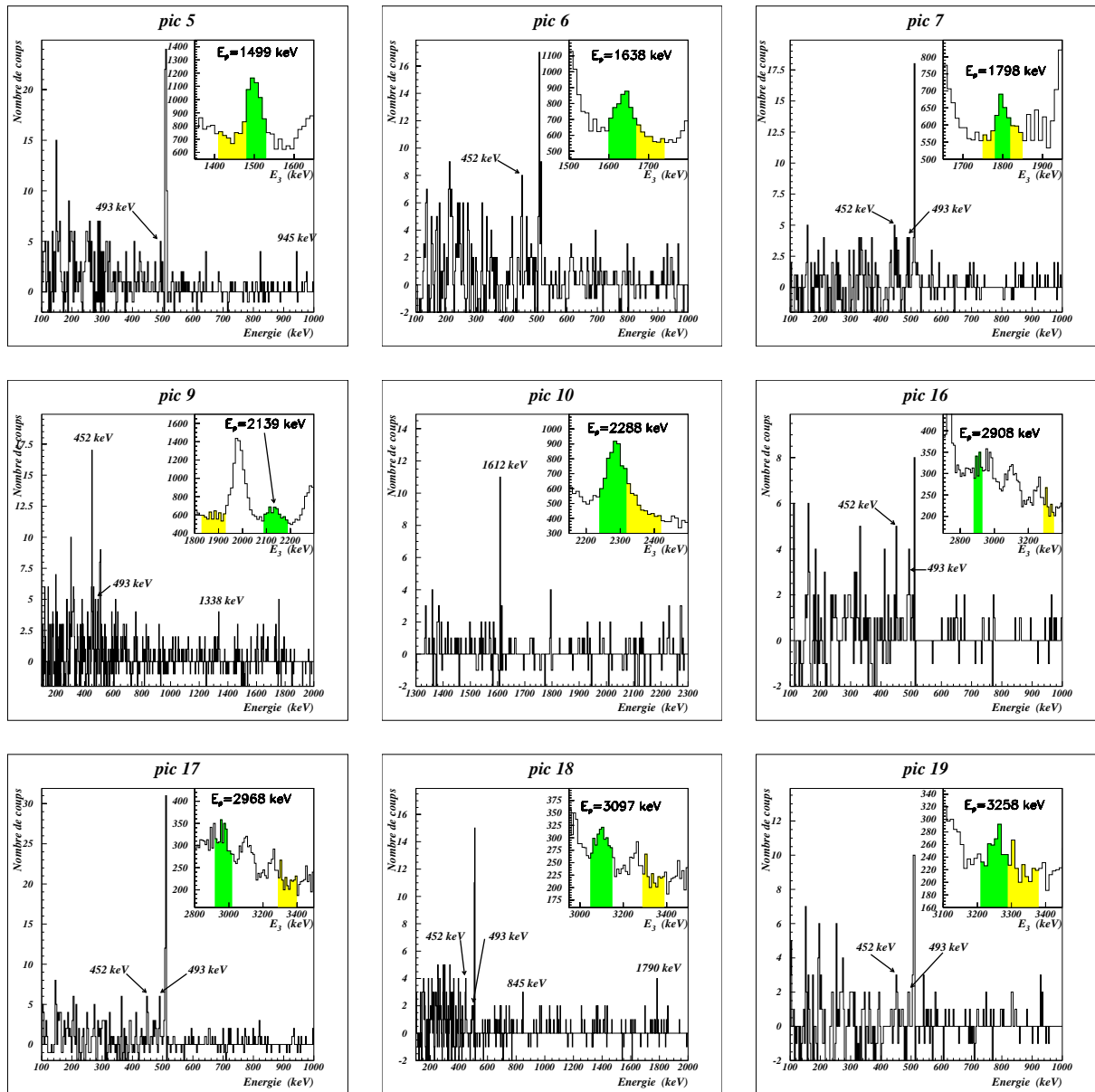


FIG. 2.36: Raies  $\gamma$  en coïncidence avec les pics proton de la figure 2.35, conditionnés par le détecteur  $E_4$  et numérotés 5, 6, 7, 9, 10, 16, 17, 18 et 19. Le pic proton associé à chaque transition est représenté en insert. Le spectre en énergie du rayonnement  $\gamma$  de coïncidence constitue la partie principale de chacune des figures. Il est obtenu par soustraction des spectres obtenus en coïncidence avec les parties grisées du spectre de perte d'énergie des protons dans le détecteur  $E_3$ .

L'étude des coïncidences entre pics proton et raies  $\gamma$  s'est opérée en deux étapes. Dans un premier temps, les raies  $\gamma$  émises en coïncidence avec les pics proton de la

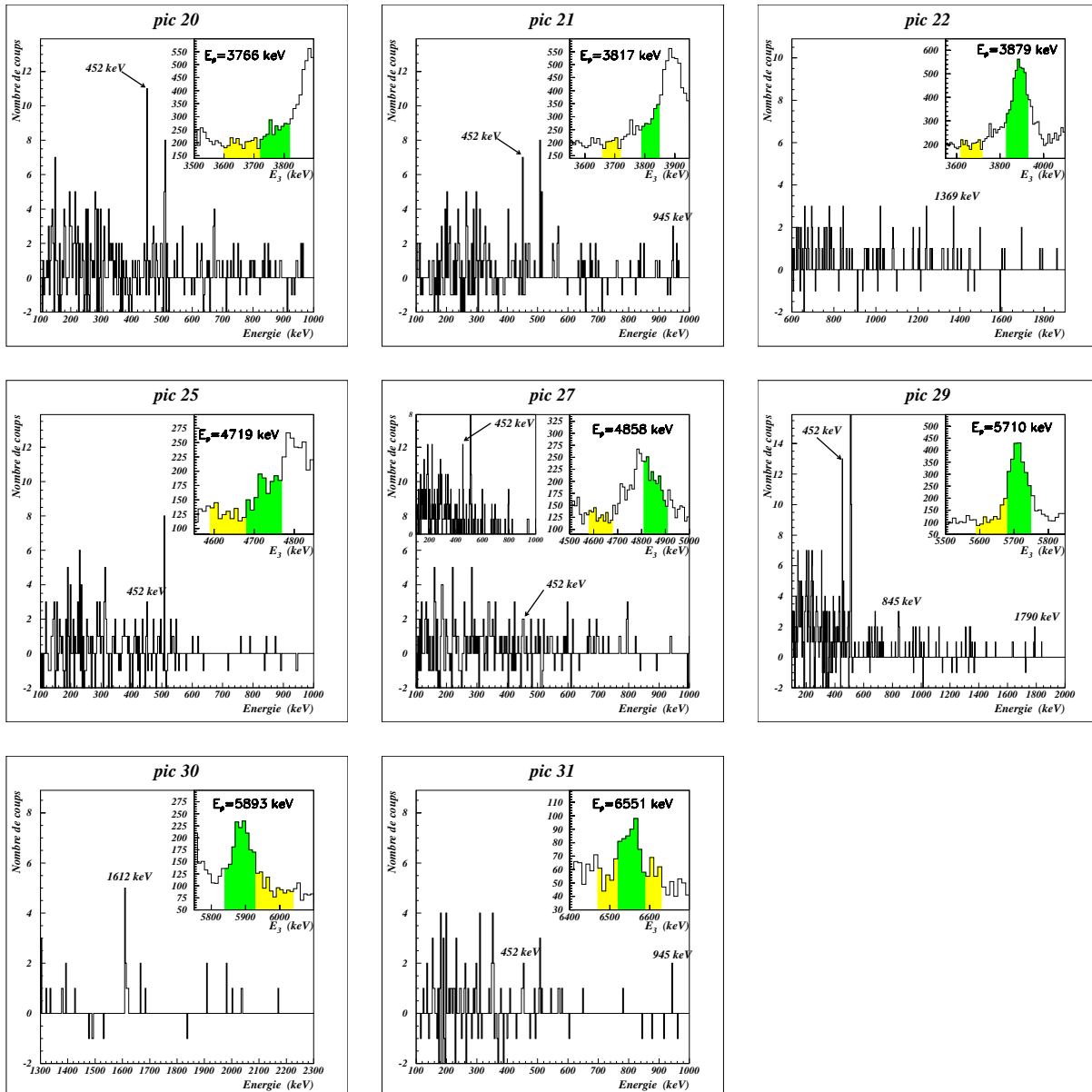


FIG. 2.37: Raies  $\gamma$  en coïncidence avec les pics proton de la figure 2.35, conditionnées par le détecteur  $E_4$  et numérotées 20, 21, 22, 25, 27, 29, 30 et 31. La description des spectres est identique à celle de ceux représentés dans la figure 2.36. Dans le cas particulier du pic proton à 4858 keV (pic 27), le spectre de coïncidence  $\gamma$  obtenu sans soustraction du spectre obtenu en coïncidence avec le bruit de fond est également représenté en insert.

figure 2.35 ont été étudiées (figures 2.36 et 2.37). L'identification des raies  $\gamma$  d'énergies caractéristiques ont ainsi permis d'assigner les transitions  $\beta - p$  numérotées

5, 6, 7, 9, 10, 16, 17, 18, 19, 20, 21, 25, 27, 29, 30 et 31 au peuplement d'états excités de  $^{25}\text{Al}$ . De la même façon, le pic numéroté 22 a été identifié comme étant dû à la désintégration  $\beta-2p$  de  $^{26}\text{P}$  alimentant le premier état excité de  $^{24}\text{Mg}$ . Ces indications sont reportées dans la première colonne de la partie de droite du tableau 2.22.

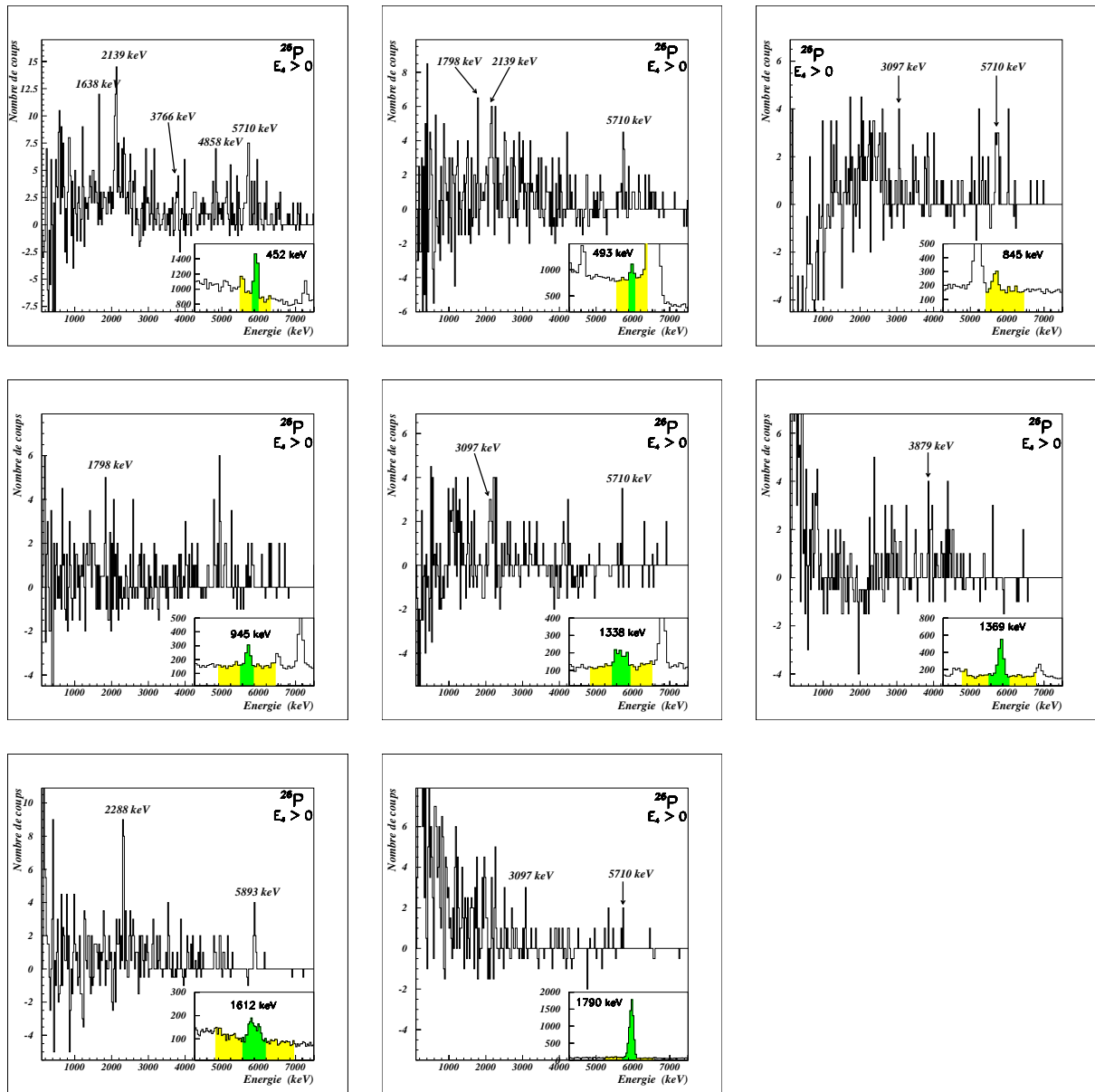


FIG. 2.38: Spectres en énergie des protons issus de la décroissance  $\beta$  de  $^{26}\text{P}$ , obtenus en coïncidence par les raies  $\gamma$  caractéristiques de la décroissance des états excités des noyaux  $^{24}\text{Mg}$  et  $^{25}\text{Al}$ , et conditionnés par le détecteur  $E_4$  ( $E_4 > 0$ ). Les figures insérées présentent les trois coupures en énergie réalisées pour chaque raie  $\gamma$  de coïncidence.

Dans un deuxième temps, le spectre délivré par le détecteur  $E_3$  et conditionné par

le détecteur E4 ( $E4 > 0$ ) a été observé en coïncidence avec chacune des raies caractéristiques précédemment citées (figure 2.38). Cette nouvelle étude a permis de valider la précédente assignation des transitions numérotées 7, 9, 10, 18, 20, 22, 27, 30 et 31. Cette confirmation est notifiée dans la dernière colonne du tableau 2.22.

Ces deux études de coïncidence entre les protons et le rayonnement  $\gamma$  émis dans la désintégration  $\beta$  de  $^{26}\text{P}$  ont permis de déterminer un premier ensemble de onze états émetteurs proton dans  $^{26}\text{Si}$  alimentant les états excités des noyaux  $^{25}\text{Al}$  et  $^{24}\text{Mg}$ . Parmi ces états, un seul est identifiable à un état « connu » du  $^{26}\text{Si}$ . Il s'agit de l'état isobarique analogue situé à 13015 (4) keV. L'ensemble des états ainsi déterminés donne lieu à 17 transitions  $\beta - (2)p$ , un certain nombre d'entre-elles émanant d'un même état émetteur.

Parmi les 16 autres transitions identifiées, deux ont également été assignées au peuplement du premier état excité de  $^{25}\text{Al}$ . Aucune raie  $\gamma$  à 452 keV n'a été observée en coïncidence avec ces transitions de faibles intensités, mais l'une et l'autre des assignations se justifient par l'existence d'un état excité « connu » dans  $^{26}\text{Si}$ . La première d'entre elles est la transition numérotée 12 à 2593 (13) keV. L'énergie de l'état émetteur proton susceptible de donner lieu à cette transition et alimentant le premier état excité de  $^{25}\text{Al}$  vaut 8563 (17) keV. Cet état a été identifié à l'état excité  $J^\pi = (1^-, 2^+)$  à 8570 (30) keV donné dans la référence [10]. Cette assignation n'est valide que s'il s'agit d'un état de moment cinétique total et de parité  $2^+$  plutôt que  $1^-$ . La seconde transition est celle numérotée 32 à 7039 keV, dont on suppose qu'elle est émise depuis l'I.A.S. et qu'elle alimente le premier état excité de  $^{25}\text{Al}$ . L'énergie de la transition donne en effet pour l'I.A.S. une énergie d'excitation égale à 13009 (6) keV, compatible avec la valeur déduite des autres transitions (29, 30, 31 et 33) émises depuis cet état:  $E^*(\text{I.A.S.}) = 13017(2)$  keV. Cette transition a par ailleurs été observée dans l'étude menée par M. D. Cable *et al.* [18].

Les 14 autres transitions pour lesquelles aucune coïncidence avec une raie  $\gamma$  caractéristique n'a pu être mise en évidence ont été assignées au peuplement de l'état fondamental des noyaux  $^{25}\text{Al}$  et  $^{24}\text{Mg}$ . Pour 5 de ces transitions, cette assignation repose sur le fait que l'énergie de l'état émetteur correspondant dans  $^{26}\text{Si}$  est voisin de celui déduit de l'identification de transitions peuplant les états excités de  $^{25}\text{Al}$ . La validité de ces associations repose sur le fait que les énergies des états émetteurs proton, déduites des énergies des différentes transitions, sont compatibles entre elles dans un intervalle de 30 keV. La transition numérotée 14 à 2732 (4) keV a été ainsi associée à la transition numérotée 7. La première suppose en effet l'existence d'un état émetteur proton dans  $^{26}\text{Si}$  à l'énergie de 8250 (5) keV, et la seconde un état émetteur proton dans le même noyau à l'énergie de 8261 (5) keV. L'association de ces deux transitions conduit à une valeur moyenne de l'énergie d'excitation égale à 8254 (5) keV pour cet état (voir le tableau 2.23). De la même façon, la transition numérotée 23 à 3920 (5) keV a été associée aux transitions numérotés 9, 10, 16 et 17. La transition numérotée 26 à 4793 (3) keV a été associée à la transition numérotée 21. Enfin, les transitions numérotées 28 et 33 ont été identifiées comme émanant de l'I.A.S. et comme peuplant les états fondamentaux des noyaux  $^{24}\text{Mg}$  et  $^{25}\text{Al}$  (émissions  $\beta - 2p$  et  $\beta - p$  respectivement).

Les 9 transitions restantes et indépendantes ont finalement été assignées au peuplement de l'état fondamental de  $^{25}\text{Al}$ . Trois d'entre elles sont validées par l'existence

d'un état «connu» de  $^{26}\text{Si}$  auquel peut être identifié l'état émetteur proton dont l'énergie a été déduite de l'analyse. Il s'agit des transitions numérotées 3, 8 et 13. Les énergies déduites des états émetteurs valent respectivement 6384 (5), 7501 (5) et

Energie des protons peuplant les états de $^{25}\text{Al}$ (exprimées en $keV$ dans le référentiel du centre de masse)					Etats émetteurs proton de $^{26}\text{Si}$	
$\frac{5}{2}_1^+$ ; 0	$\frac{1}{2}_1^+$ ; 452	$\frac{3}{2}_1^+$ ; 945	$\frac{7}{2}_1^+$ ; 1612	$\frac{5}{2}_2^+$ ; 1790	Energie	B.R. (%)
1–412 (2)					5929 ( 5)	17.96 (90)
2–778 (3)					6295 ( 6)	0.78 ( 7)
3–866 (2)					6384 ( 5)	1.71 (15)
4–1248 (2)					6765 ( 5)	1.51 (12)
8–1983 (2)					7501 ( 5)	2.39 (16)
	6–1638 (3)				7606 ( 6)	0.65 ( 6)
		5–1499 (2)			7962 ( 5)	0.99 ( 7)
13–2638 (18)					8156 (21)	0.11 ( 4)
14–2732 (4)		7–1798 (4)			8254 ( 5)	0.67 ( 7)
	12–2593 (13)				8563 (17)	0.27 ( 6)
		16–2908 (11)			9370 (15)	0.06 ( 5)
23–3920 (5)		17–2968 (5)	10–2288 (3)	9–2139 (4)	9433 ( 4)	3.54 (20)
	20–3766 (9)	19–3258 (4)			9725 ( 7)	0.59 ( 8)
26–4793 (3)		21–3817 (6)			10299 ( 6)	0.67 ( 7)
			18–3097 (6)		10405 ( 5)	0.31 ( 6)
	25–4719 (6)				10688 ( 9)	0.24 ( 4)
	27–4858 (4)				10827 ( 8)	0.44 ( 5)
33–7494 (4)	32–7039 (5)	31–6551 (4)	30–5893 (4)	29–5710 (3)	13015 ( 4)	3.12 (20)
Energie des protons peuplant les états de $^{24}\text{Mg}$ (exprimées en $keV$ dans le référentiel du centre de masse)					Etats émetteurs proton de $^{26}\text{Si}$	
$0_1^+$ ; 0	$2_1^+$ ; 1369				Energie	B.R. (%)
28–5247 (3)	22–3879 (3)				13036 (4)	2.16 (24)

TAB. 2.23: Détermination de l'énergie (en  $keV$ ) des états émetteurs proton de  $^{26}\text{Si}$ . Les protons retardés émis, dont l'énergie est donnée dans le référentiel du centre de masse, peuplent l'état fondamental ainsi que les quatre premiers états excités de  $^{25}\text{Al}$ . Les transitions  $\beta-2p$  peuplent l'état fondamental ainsi que le premier état excité de  $^{24}\text{Mg}$ . Les rapports d'embranchement absolus vers les états émetteurs proton de  $^{25}\text{Al}$  figurent dans la dernière colonne du tableau. Les transitions notées 11, 15 et 24 dans le tableau 2.22 n'ont pu être associées à un état émetteur proton de  $^{26}\text{Si}$ .

8156 (21)  $keV$ . Ces états ont été identifiés aux états excités de  $^{26}\text{Si}$  d'énergies égales à 6350 (25), 7489 (15) et 8120 (20)  $keV$ , respectivement (voir la référence [10]). La valeur de  $J^\pi$  proposée dans la référence [10] pour le dernier état est  $J^\pi = 1^-$  ou

$J^\pi = 2^+$ . Notre assignation n'a de sens que s'il s'agit d'un état  $2^+$ , sans quoi la transition  $\beta$  vers cet état est interdite.

Parmi les 6 transitions restantes, celles numérotées 1 et 4 ont des intensités absolues supérieures au pour cent et sont caractérisées par des énergies relativement faibles. En outre, les pics proton correspondants sont suffisamment isolés de leurs plus proches voisins pour que la procédure de coïncidence avec le rayonnement  $\gamma$  puisse avoir été mise en défaut. Il est donc très vraisemblable que ces transitions alimentent réellement l'état fondamental du  $^{25}\text{Al}$ . La transition numérotée 2 et associée à un état émetteur à  $6295\text{ keV}$  dans le  $^{26}\text{Si}$  peut être l'état analogue de l'état  $4^+$  à  $6125(1)\text{ keV}$  du noyau miroir  $^{26}\text{Mg}$ . Un état de moment cinétique total et de parité  $4^+$  justifierait en effet de la plus faible intensité de cette transition (0.78 (7) %) en comparaison de celles des transitions 3 et 4 émanant d'états  $2^+$  de  $^{26}\text{Si}$ .

Au final, seules 3 des 33 transitions observées n'ont pu être associées à un état excité émetteur proton dans  $^{26}\text{Si}$ . Il s'agit des transitions numérotées 11, 15 et 24 dont la somme des intensités absolues vaut 0.60 (51) %. Le tableau 2.23 synthétise les informations précédentes, en même temps qu'il donne la somme des rapports d'embranchement absolus dans l'alimentation des états émetteurs proton de  $^{26}\text{Si}$ .

La détermination de l'énergie de l'état isobarique analogue dans le  $^{26}\text{P}$  ( $13015(4)\text{ keV}$ ) a été obtenue en ne considérant que les transitions  $\beta-p$  alimentant l'état fondamental ainsi que les quatre premiers états excités de  $^{25}\text{Si}$ . Le processus d'émission retardée de deux protons, qui sera décrit dans la dernière partie de cet écrit, donne lieu en effet à une perte d'énergie substantiellement plus importante du fait du double recul des noyaux émetteurs consécutifs. Ce phénomène n'a pas été pris en compte lors de l'étalonnage en énergie du détecteur E3 qui repose sur la désintégration  $\beta-p$  des noyaux  $^{21}\text{Mg}$  et  $^{25}\text{Si}$ . Cela explique l'écart de  $21(6)\text{ keV}$  obtenu entre les deux déterminations de l'énergie d'excitation de l'I.A.S.

La somme des rapports d'embranchement  $\beta$  absolus vers les états émetteurs proton du  $^{26}\text{Si}$  est égale à 38.8 (19) %. Près de la moitié du taux d'alimentation total est absorbé par l'état non lié par rapport à l'émission de protons de plus basse énergie d'excitation ( $B.R.(5929) = 17.96(90)\%$ ). L'I.A.S. est à lui seul alimenté à hauteur de plus de 5 % ( $B.R.(I.A.S.) = 5.28(35)\%$ ). Ce taux d'alimentation conduit à une valeur de  $\log(ft)$  égale à 3.13 (5), en prenant en compte l'excès de masse atomique et la durée de vie de  $^{26}\text{P}$  déduite de cette expérience (voir les paragraphes suivants). Cette valeur est proche de celle attendue théoriquement [14]:  $\log(ft) = 3.188$

L'état isobarique analogue est le seul état excité de  $^{26}\text{P}$  à donner lieu aux deux types d'émissions retardées  $\beta-p$  et  $\beta-2p$ . Les taux relatifs de ces deux processus sont respectivement de 59 (5) % et de 41 (5) %. L'ensemble de ces résultats est difficilement comparable aux données obtenues par M. D. Cable *et al.* pour la raison suivante: cette étude ne prend pas en compte la transition  $\beta-2p$  alimentant le premier état excité du  $^{24}\text{Mg}$  ni les trois transitions  $\beta-p$  alimentant les second, troisième et quatrième états excités de  $^{25}\text{Al}$ .

Les résultats de l'analyse du spectre d'émission  $\beta-p$  permettent de justifier les trois hypothèses faites au début de ce paragraphe. S'agissant de la possible contribution du noyau contaminant  $^{25}\text{Si}$  au spectre en énergie des protons, la plus forte

transition devrait être visible aux environs de  $4250\text{ keV}$ . C'est en effet à cette énergie qu'est attendue la transition  $\beta-p$  de plus forte intensité dans la désintégration de  $^{25}Si$  ( $I_p(4252) = 10.6(7)\%$  d'après le tableau 2.17). Compte tenu de l'estimation du taux de contamination par  $^{25}Si$  (1.1 %), l'intensité absolue de la transition attendue est voisine de 0.11 % seulement. A titre de comparaison, la transition  $\beta-p$  numérotée 21 dans l'étude de la désintégration de  $^{26}P$  a une énergie de  $3817\text{ keV}$  et une intensité absolue égale à 0.13 %. Or l'ajustement correspondant, représenté dans la figure 2.35, montre qu'elle est difficilement observable. Il n'est dès lors pas surprenant que le spectre représenté dans la figure 2.34 ne permette pas d'identifier la transition recherchée aux environs de  $4250\text{ keV}$ . L'ensemble des transitions  $\beta-p$  issues de la désintégration des noyaux contaminants  $^{25}Si$  contribuent finalement à hauteur de  $1.1\% * 41.0\% = 0.45\%$  au spectre de décroissance  $\beta-(2)p$  de  $^{26}P$ . Cela ne prêle pas à conséquence compte tenu de ce qu'une fraction seulement de cette valeur peut avoir été comptabilisée indûment dans l'intensité des transitions issues de ce noyau. Par ailleurs, la transition  $\beta-p$  de plus forte intensité dans la décroissance de  $^{25}Si$  ( $E_p = 4252(2)\text{ keV}$ ,  $I_p = 9.54(66)\%$ ) n'apparaît pas dans le spectre de la figure 2.34.

La détermination de l'énergie de l'état isobarique analogue dans  $^{26}Si$  permet d'estimer l'énergie de séparation d'un proton de  $^{26}P$ . L'excès de masse atomique  $\Delta(^{26}P)$  associé au  $^{26}P$  est en effet déductible de l'énergie d'excitation  $E^*(I.A.S.)$  de l'état isobarique analogue à l'aide de la relation suivante [19] :

$$\Delta(^{26}P) = \Delta(^{26}Si) + E^*(I.A.S.) + \Delta E_c - \Delta_{nH} \quad (2.23)$$

où  $\Delta(^{26}Si)$  est l'excès de masse atomique associé au  $^{26}Si$ ,  $\Delta E_c$  l'énergie de déplacement coulombien entre l'I.A.S. et l'état fondamental du  $^{26}P$  et où  $\Delta_{nH}$  désigne la différence d'excès de masse entre un neutron et un atome d'hydrogène. Le déplacement d'énergie coulombien est donné [19] par la relation semi-empirique suivante :

$$\Delta E_c = 1440.8 * \left( \frac{\bar{Z}}{A^{\frac{1}{3}}} \right) - 1026.3 \quad \text{en keV} \quad (2.24)$$

où  $\bar{Z} = 14.5$  est le numéro atomique moyen des deux noyaux et où  $A = 26$  désigne leur nombre de masse. Cette formule donne la valeur du déplacement d'énergie coulombienne avec une précision de  $90\text{ keV}$ . Appliquée au cas des deux états analogues des noyaux  $^{26}P$  et  $^{26}Si$ , elle conduit à la valeur de  $\Delta E_c = 6026(90)\text{ keV}$ . Les valeurs de  $\Delta(^{26}Si)$  et de  $\Delta_{nH}$  sont respectivement égales à  $-7145(3)$  et  $782.354(22)\text{ keV}$  d'après la référence [20]. L'énergie d'excitation de l'I.A.S. obtenue dans notre étude ( $E^*(I.A.S.) = 13015(5)\text{ keV}$ ) conduit finalement à une valeur de l'excès de masse atomique  $\Delta(^{26}P)$  égale à  $11114(90)\text{ keV}$ .

L'énergie de séparation  $S_p(^{26}P)$  d'un proton de  $^{26}P$  est finalement donnée par l'équation :

$$S_p(^{26}P) = \Delta(H) + \Delta(^{25}Si) - \Delta(^{26}P) \quad (2.25)$$

où  $\Delta(H)$  et  $\Delta(^{25}Si)$  sont respectivement les excès de masse atomique de l'atome d'hydrogène et de  $^{25}Si$ . Les valeurs correspondantes de  $7288.969(10)\text{ keV}$  et de



3825 (10)  $keV$ , tirées de la référence [20], donnent pour valeur de l'énergie de séparation :  $S_p(^{26}P) = 0$  (90)  $keV$ .

Il n'est donc pas possible de déterminer si l'état fondamental de  $^{26}P$  est lié ou non par rapport à l'émission directe d'un proton. Cependant, si ce processus était énergétiquement possible, l'énergie disponible pour l'émission du proton serait inférieure à 100  $keV$ . Ainsi, il est très peu probable que le mécanisme d'émission directe d'un proton puisse concurrencer le processus de décroissance  $\beta$  pour lequel la chaleur de réaction  $Q_\beta$  vaut, d'après ce qui précède :  $Q_\beta = \Delta(^{26}P) - \Delta(^{26}Si) = 18258$  (90)  $keV$ . On peut donc supposer que la décroissance  $\beta$  est le seul mécanisme assurant la désintégration de  $^{26}P$ .

Le dernier point laissé en suspend concerne la possibilité d'une émission retardée de particules  $\alpha$  depuis l'état isobarique analogue dans  $^{26}Si$  et peuplant l'état fondamental ainsi que les états excités de  $^{22}Mg$ . La chaleur de réaction  $Q_\alpha$  associée à un tel processus est donnée par la relation suivante :

$$Q_\alpha = \Delta(^{22}Mg) + \Delta(^4He) - \Delta(^{26}Si) + E^*(I.A.S.) \quad (2.26)$$

Compte tenu des valeurs des excès de masse atomique  $\Delta(^{22}Mg) = -396.8$  (14)  $keV$  et  $\Delta(^4He) = 2424.911$  (10)  $keV$  tirées de la référence [20], l'énergie disponible dans la réaction vaut  $Q_\alpha = 3842$  (15)  $keV$ . Énergétiquement, l'état fondamental de  $^{22}Mg$  ainsi que ses deux premiers états excités à 1246.3 (6) et à 3308.2 (8)  $keV$  sont donc accessibles au peuplement par émission de particules  $\alpha$ . Les énergies cinétiques correspondantes dans le centre de masse vaudraient respectivement  $E_\alpha^0 = 3842$  (15)  $keV$ ,  $E_\alpha^1 = 2596$  (15)  $keV$  et  $E_\alpha^2 = 544$  (15)  $keV$ . Les deux dernières transitions s'accompagneraient de l'émission de rayonnement  $\gamma$  à 1246 et 2062  $keV$  respectivement. Le spectre de perte d'énergie des protons dans le détecteur E3 (figures 2.34 et 2.35) nous a en effet permis d'identifier des transitions à 2593 (13), 3817 (6) et à 3879 (3)  $keV$  qui pourraient être assignées aux deux premiers groupes de particules  $\alpha$ . Cependant, ces trois transitions ont été identifiées sans ambiguïté comme relevant des processus d'émission  $\beta-p$  et  $\beta-2p$  de  $^{26}P$  à l'aide de l'analyse des coïncidences entre le spectre d'émission  $\beta-(2)p$  et le spectre de rayonnement  $\gamma$ . Réciproquement, aucune raie  $\gamma$  à 1246  $keV$  n'est observable dans le spectre présenté dans la figure 2.39. Ces deux arguments invalident la possible identification de pics du spectre délivré par le détecteur E3 comme relevant de l'émission de particules  $\alpha$  depuis l'état isobarique analogue de  $^{26}Si$  vers  $^{22}Mg$ .

Les hypothèses faites en début de paragraphe ayant été validées, le tableau 2.23 permet finalement de déterminer les taux d'alimentation absolus des états fondamentaux ainsi que des états excités des noyaux  $^{24}Mg$  et  $^{25}Al$  :

$$\left\{ \begin{array}{ll} B.R.(^{25}Al^0) = 27.9 (16) \% & B.R.(^{24}Mg^0) = 1.37 (22) \% \\ B.R.(^{25}Al^1) = 2.13 (15) \% & B.R.(^{24}Mg^1) = 0.79 (12) \% \\ B.R.(^{25}Al^2) = 2.34 (15) \% & \\ B.R.(^{25}Al^3) = 2.20 (15) \% & \\ B.R.(^{25}Al^4) = 2.25 (18) \% & \end{array} \right. \quad (2.27)$$

### Analyse du spectre en énergie du rayonnement $\gamma$ émis

La figure 2.39 présente le spectre en énergie délivré par le détecteur germanium.

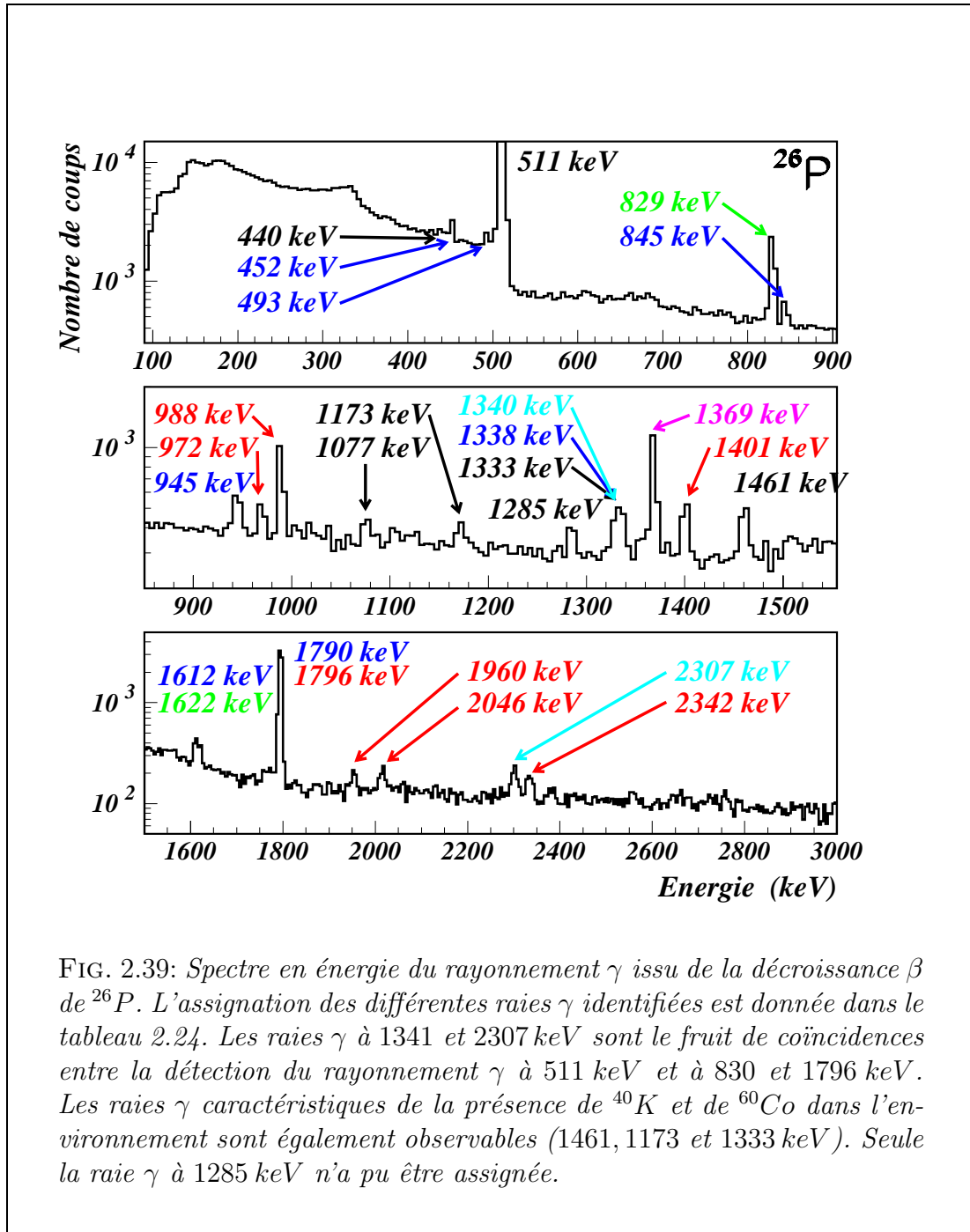


FIG. 2.39: Spectre en énergie du rayonnement  $\gamma$  issu de la décroissance  $\beta$  de  $^{26}\text{P}$ . L'assignation des différentes raies  $\gamma$  identifiées est donnée dans le tableau 2.24. Les raies  $\gamma$  à 1341 et 2307 keV sont le fruit de coïncidences entre la détection du rayonnement  $\gamma$  à 511 keV et à 830 et 1796 keV. Les raies  $\gamma$  caractéristiques de la présence de  $^{40}\text{K}$  et de  $^{60}\text{Co}$  dans l'environnement sont également observables (1461, 1173 et 1333 keV). Seule la raie  $\gamma$  à 1285 keV n'a pu être assignée.

7 raies  $\gamma$  à 972, 988, 1401, 1796, 1960, 2046 et 2342 keV ont été assignées à la désexcitation d'états de  $^{26}\text{Si}$  peuplés dans la décroissance  $\beta$  de  $^{26}\text{P}$ . La décroissance  $\beta$  de  $^{26}\text{Si}$  s'accompagne quant à elle de l'émission des raies  $\gamma$  à 830 et 1622 keV, caractérisant des transitions entre états excités de  $^{26}\text{Al}$ . Les intensités des transitions à 830 keV et à 1796 keV sont telles qu'elles donnent lieu à un phénomène d'empilement aux énergies de  $(830 + 511 =) 1341$  keV et  $(1796 + 511 =) 2307$  keV.

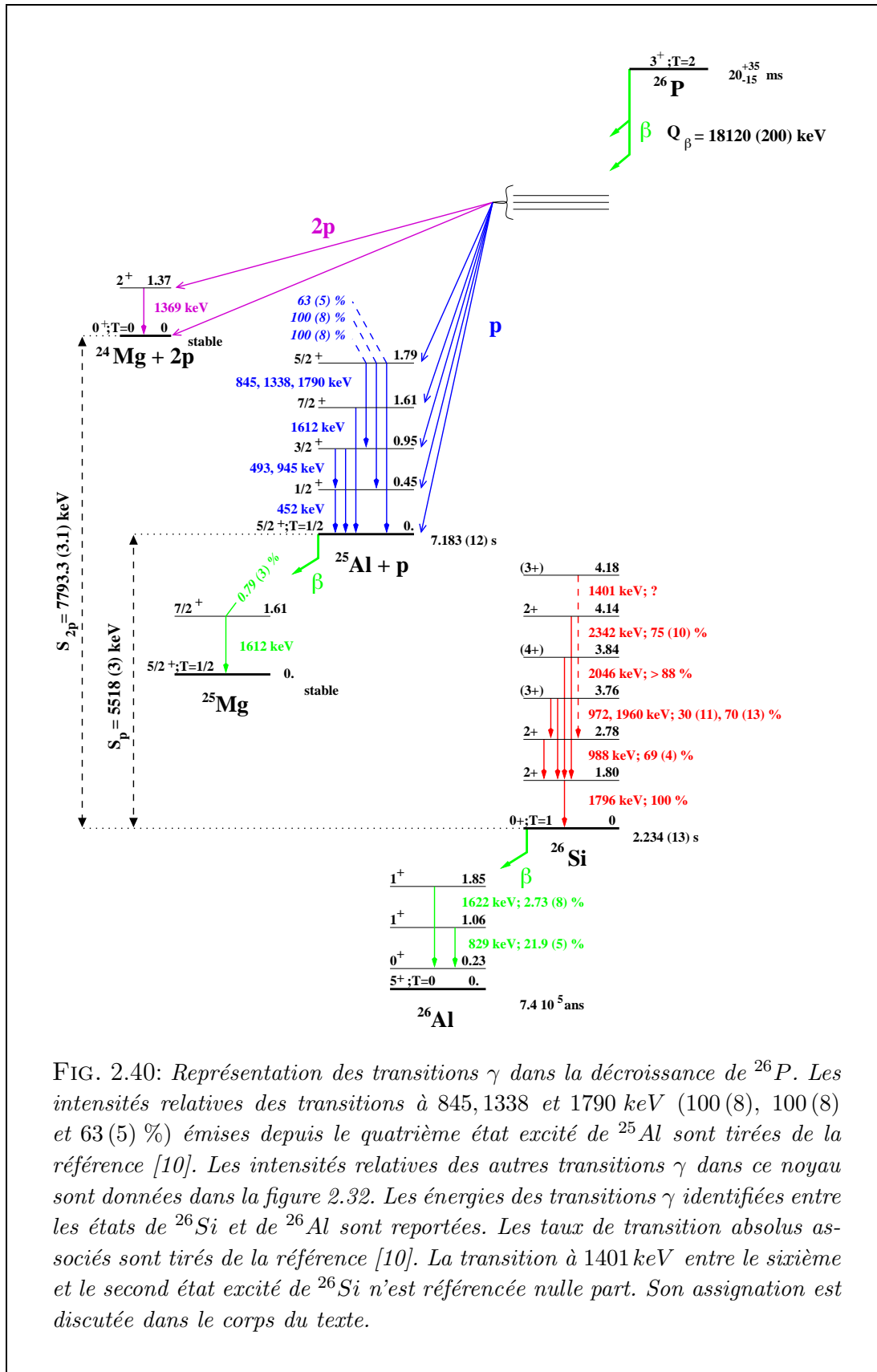


FIG. 2.40: Représentation des transitions  $\gamma$  dans la décroissance de  $^{26}\text{P}$ . Les intensités relatives des transitions à 845, 1338 et 1790 keV (100 (8), 100 (8) et 63 (5) %) émises depuis le quatrième état excité de  $^{25}\text{Al}$  sont tirées de la référence [10]. Les intensités relatives des autres transitions  $\gamma$  dans ce noyau sont données dans la figure 2.32. Les énergies des transitions  $\gamma$  identifiées entre les états de  $^{26}\text{Si}$  et de  $^{26}\text{Al}$  sont reportées. Les taux de transition absolus associés sont tirés de la référence [10]. La transition à 1401 keV entre le sixième et le second état excité de  $^{26}\text{Si}$  n'est référencée nulle part. Son assignation est discutée dans le corps du texte.

La décroissance  $\beta$ - $p$  de  $^{26}\text{P}$  s'accompagne de l'émission par les états peuplés de

$^{25}\text{Al}$  de raies  $\gamma$  à 452, 493, 845, 945, 1338, 1612 et 1790  $keV$ . La décroissance  $\beta-2p$  de  $^{26}\text{P}$  vers le premier état excité de  $^{24}\text{Mg}$  se traduit par l'émission d'une raie  $\gamma$  à l'énergie de 1369  $keV$ . La figure 2.40 donne une représentation de ces différentes transitions.

Aux transitions  $\gamma$  consécutives aux désintégrations  $\beta$  et  $\beta-(2)p$  de  $^{26}\text{P}$  s'ajoutent celles issues des désintégrations des noyaux contaminants  $^{25}\text{Si}$  (tableau 2.19),  $^{24}\text{Al}$  (raies  $\gamma$  à 1077 et 1369  $keV$ ) et  $^{23}\text{Mg}$  (raie  $\gamma$  à 440  $keV$ ).

La raie  $\gamma$  à 1401  $keV$  a été associée à la transition entre les états à 4183 (11)  $keV$  et 2783.5 (4)  $keV$  de  $^{26}\text{Si}$  [10]. Cette identification repose sur l'existence des deux états analogues  $J^\pi = 2^+$  à 2938  $keV$  et  $J^\pi = 3^+$  à 4350  $keV$  dans le noyau miroir  $^{26}\text{Mg}$ . Ce dernier état se désexcite vers le premier en émettant un rayonnement  $\gamma$  à l'énergie de (4350 - 2938 =) 1412  $keV$  [10] dont la transition à 1401  $keV$  dans  $^{26}\text{Si}$  est l'analogue. Un ajustement gaussien opéré sur cette raie  $\gamma$  donne, plus précisément, une énergie égale à 1400.5 (5)  $keV$ . Cela permet de définir l'énergie de l'état émetteur dans  $^{26}\text{Si}$  avec une meilleure précision (4184 (1)  $keV$ ) et de lui assigner un moment cinétique total et une parité  $J^\pi = 3^+$ .

La présence de  $^{40}\text{K}$  et de  $^{60}\text{Co}$  dans l'environnement du site expérimental se traduit par l'observation de raies  $\gamma$  caractéristiques aux énergies de 1461  $keV$  et de 1173 et 1333  $keV$  respectivement. Seule l'origine de la raie  $\gamma$  à 1285  $keV$  n'a pu être déterminée. Il est invraisemblable qu'elle participe de la décroissance  $\gamma$  de l'un quelconque des états excités de  $^{26}\text{Si}$  liés par rapport à l'émission de protons. L'existence de ceux-ci est en effet connue (voir la référence [10]) et aucune transition  $\gamma$  à une énergie de 1285  $keV$  ne peut avoir lieu dans leur décroissance.

L'ensemble des transitions  $\gamma$  identifiées est présenté dans le tableau 2.24.

La détermination de l'intensité absolue des raies  $\gamma$  associées à la décroissance de  $^{26}\text{P}$  repose sur la même procédure que celle employée lors de l'étude des noyaux de  $^{21}\text{Mg}$  et  $^{25}\text{Si}$ . Dans un premier temps, on ne se préoccupe que des transitions  $\gamma$  issues de la désexcitation des états de  $^{26}\text{Si}$  liés par rapport à l'émission de protons. Elles ont été identifiées à l'aide des données de la référence [10]. Il s'agit des raies  $\gamma$  d'énergies égales à 972, 988, 1401, 1796, 1960, 2046 et 2342  $keV$ .

Seule la raie  $\gamma$  à 1796  $keV$  présente la particularité d'être proche en énergie de la raie  $\gamma$  à 1790  $keV$  issue de la décroissance  $\beta-p$  de  $^{26}\text{Si}$  (voir le tableau 2.24 et la figure 2.40). Les deux pics à 1790  $keV$  et à 1796  $keV$  sont de ce fait indissociables (voir la figure 2.39). La contribution de la raie  $\gamma$  à 1790  $keV$  peut être cependant aisément évaluée en considérant l'intensité de la raie à 845  $keV$ . Cette dernière est émise depuis le même état excité de  $^{26}\text{Si}$  et avec une intensité relative supérieure (voir la figure 2.40). Le nombre de coups  $N_\gamma(1790)$  enregistrés à l'énergie de 1790  $keV$  s'écrit donc simplement :

$$N_\gamma(1790) = N_\gamma^{obs}(845) * \frac{I.R.(1790)}{I.R.(845)} * \frac{\mathcal{E}_\gamma(1790)}{\mathcal{E}_\gamma(845)} \quad (2.28)$$

où  $N_\gamma^{obs}(845)$  est le nombre de coups observés à l'énergie de 845  $keV$ ,  $I.R.(E_\gamma)$  l'intensité relative de la transition  $\gamma$  d'énergie  $E_\gamma$  et où  $\mathcal{E}_\gamma(E_\gamma)$  est l'efficacité de détection du détecteur germanium à l'énergie  $E_\gamma$ . La contribution de la raie  $\gamma$  à 1790  $keV$  ainsi déterminée s'élève à 2.8 (8) %.

Décroissance	Energie (keV)	Transition
$^{23}\text{Mg} (\beta-\gamma)$	439.99 (1)	$^{23}\text{Na} : \frac{5}{2}_1^+ \rightarrow \frac{3}{2}_1^+$
$^{26}\text{Si} (\beta-\gamma)$	829.42 (1)	$^{26}\text{Al} : 1_1^+ \rightarrow 0_1^+$
	1622.26 (3)	$: 1_2^+ \rightarrow 0_1^+$
$^{26}\text{P} (\beta-\gamma)$	972 (2)	$^{26}\text{Si} : 3.76 \rightarrow 2.78$
	987.6 (4)	$2.78 \rightarrow 1.80$
	1400.5 (5)	$4.18 \rightarrow 2.78$
	1795.8 (2)	$1.80 \rightarrow 0$
	1960 (2)	$3.76 \rightarrow 1.80$
	2046 (2)	$3.84 \rightarrow 2.78$
	2342 (1)	$4.14 \rightarrow 1.80$
	451.5 (4)	$^{25}\text{Al} : \frac{1}{2}_1^+ \rightarrow \frac{5}{2}_1^+$
$^{26}\text{P} (\beta-p-\gamma)$	493.3 (4)	$\frac{3}{2}_1^+ \rightarrow \frac{1}{2}_1^+$
$^{25}\text{Si} (\beta-\gamma)$	944.8 (4)	$\frac{3}{2}_1^+ \rightarrow \frac{5}{2}_1^+$
	1612.4 (4)	$\frac{7}{2}_1^+ \rightarrow \frac{5}{2}_1^+$
$^{26}\text{P} (\beta-p-\gamma)$	844.8 (6)	$^{25}\text{Al} : \frac{5}{2}_2^+ \rightarrow \frac{3}{2}_1^+$
	1338.1 (6)	$\frac{5}{2}_2^+ \rightarrow \frac{1}{2}_1^+$
	1789.5 (4)	$\frac{5}{2}_2^+ \rightarrow \frac{5}{2}_1^+$
$^{26}\text{P} (\beta-2p-\gamma)$		
$^{25}\text{Si} (\beta-p-\gamma)$	1368.633 (6)	$^{24}\text{Mg} : 2_1^+ \rightarrow 0_1^+$
$^{24}\text{Al} (\beta-\gamma)$		
$^{25}\text{Al} (\beta-\gamma)$	1611.711 (11)	$^{25}\text{Mg} : \frac{7}{2}_1^+ \rightarrow \frac{5}{2}_1^+$
$^{24}\text{Al} (\beta-\gamma)$	1076.88 (8)	$^{24}\text{Mg} : 4_5^+ \rightarrow 4_3^+$

TAB. 2.24: Récapitulatif des différentes raies  $\gamma$  accompagnant la désintégration  $\beta$  de  $^{26}\text{P}$ . Les transitions  $\gamma$  dues à la présence des noyaux contaminants  $^{23}\text{Mg}$ ,  $^{24}\text{Al}$  et  $^{25}\text{Si}$  sont également reportées.

Le tableau 2.25 donne les intensités absolues des raies  $\gamma$  issues de la décroissance  $\beta-\gamma$  de  $^{26}\text{Si}$ . La référence [10] donne, pour les états à 1796, 2784, 3756, 3842 et 4138 keV, les taux relatifs d'émission des raies  $\gamma$  répertoriées. Ces informations permettent de déduire les rapports d'embranchement absolus vers chacun de ces états. S'agissant de l'état excité à 4184 keV, le spectre présenté sur la figure 2.39 ne donne pas d'indication quant à son éventuelle désexcitation vers d'autres états que celui à 2783.5 keV. On a donc supposé que l'intensité absolue de la raie  $\gamma$  à 1400.5 keV est

égale au rapport d'embranchement absolu vers cet état.

Les deux raies  $\gamma$  à 972 et 1960 keV caractérisent à elles deux la désexcitation de l'état à 3756 keV de  $^{26}\text{Si}$ . Le rapport d'embranchement absolu vers cet état a donc été déduit de la somme des intensités absolues des deux transitions observées. Le taux relatif de ces deux transitions ( $I_\gamma(972)/I_\gamma(1960) = 97(48)\%$ ) est trop imprécis pour être comparable au taux attendu de 43(15)%, issu de la référence [10].

L'état fondamental  $J^\pi = 0^+$  de  $^{26}\text{Si}$  n'est probablement pas alimenté dans la désinté-

Décroissance	Energie (keV)	Transition	$I_\gamma$ (%)
$^{26}\text{P} (\beta-\gamma)$	972 (2)	3756 $\rightarrow$ 2783.5	1.27 (54)
	987.6 (4)	2783.5 $\rightarrow$ 1796	5.2 (11)
	1400.5 (5)	4184 $\rightarrow$ 2783.5	2.82 (69)
	1795.8 (2)	1796 $\rightarrow$ 0	52 (11)
	1960 (2)	3756 $\rightarrow$ 1796	1.32 (34)
	2046 (2)	3842 $\rightarrow$ 1796	1.44 (40)
	2342 (1)	4138 $\rightarrow$ 1796	1.28 (51)

TAB. 2.25: Intensités absolues des raies  $\gamma$  issues de la décroissance  $\beta$  de  $^{26}\text{P}$ . Elles permettent de déterminer les rapports d'embranchement  $\beta$  dans l'alimentation des états excités de  $^{26}\text{Si}$  liés par rapport à l'émission de protons.

gration  $\beta$  de l'état fondamental  $J^\pi = 3^+$  de  $^{26}\text{P}$ . Une telle transition  $\beta$  avec  $\Delta J = 3$ , sans changement de parité, est en effet «seconde interdite». Une indication supplémentaire quant à l'absence probable d'une telle transition vers l'état fondamental est fournie par la non-observation des raies  $\gamma$  qui caractériseraient la désexcitation des états à 3332.5 et 4806 keV de  $^{26}\text{Si}$  [10]. Ces deux états de moment cinétique total  $J^\pi = 0^+$  ne sont pas, à l'instar de l'état fondamental, peuplés dans la décroissance  $\beta$  de  $^{26}\text{P}$ .

Le tableau 2.26 résume les rapports d'embranchement absolus vers les états du  $^{26}\text{Si}$  liés par rapport à l'émission de protons déduits de cette analyse.

La somme  $\mathcal{P}_\gamma$  des rapports d'embranchement absolus vers les états liés par rapport à l'émission de protons de  $^{26}\text{Si}$  vaut 54(12)%. La somme  $\mathcal{P}_p$  des rapports d'embranchement absolus vers les états émetteurs proton du même noyau étant égale à 38.8(19)%, la somme des rapports d'embranchement absolus dans la désintégration  $\beta$  de  $^{26}\text{P}$  vaut (38.8(19) + 54(12) =) 93(14)%. Compte tenu de la grande incertitude pesant sur les taux d'alimentation (celui de l'état à 1796 keV en particulier), la somme  $\mathcal{P}_\gamma + \mathcal{P}_p$  des rapports d'embranchement mesurée est compatible avec la valeur attendue de 100%.

L'analyse de la raie  $\gamma$  à 830 keV, issue de la décroissance  $\beta$  de  $^{26}\text{Si}$ , permet d'estimer la valeur de ces deux quantités très simplement. En effet, d'après l'équation 2.16,

Etats peuplés	Energie (keV) d'excitation	B.R. (%)
$^{26}\text{Si}$ : $2_1^+$	1795.9 (2)	42 (12)
$2_2^+$	2783.5 (4)	3.2 (20)
$(3_1^+)$	3756 (2)	2.60 (66)
$(4_1^+)$	3842 (2)	1.63 (45)
$2^+$	4138 (1)	1.72 (73)
$(3_2^+)$	4184 (1)	2.82 (69)

TAB. 2.26: Taux d'alimentation (B.R.) des états de  $^{26}\text{Si}$  liés par rapport à l'émission de protons (voir la figure 2.40).

l'intensité absolue de la raie  $\gamma$  à 830 keV est donnée par la relation :

$$I_\gamma(830) = \frac{N_\gamma^{obs}(830)}{N_\gamma^{impl}(^{26}\text{Si}) * \mathcal{E}_\gamma(830) * \mathcal{E}_{dec}^\gamma} \quad (2.29)$$

où  $N_\gamma^{impl}(^{26}\text{Si})$  est le nombre de noyaux  $^{26}\text{Si}$  produits dans la décroissance  $\beta$  de  $^{26}\text{P}$ , soit  $N_\gamma^{impl}(^{26}\text{Si}) = N_\gamma^{impl}(^{26}\text{P}) * \mathcal{P}_\gamma = N_\gamma^{impl}(^{26}\text{P}) * (1 - \mathcal{P}_p)$ . Toutes les autres quantités étant connues par ailleurs, les sommes partielles attendues peuvent être déduites de la valeur attendue de l'intensité absolue de la transition à 830 keV et de la détermination du nombre de coups enregistrés à cette énergie :

$$(1 - \mathcal{P}_p) = \mathcal{P}_\gamma = \frac{N_\gamma^{obs}(830)}{I_\gamma^{att}(830) * N_\gamma^{impl}(^{26}\text{P}) * \mathcal{E}_\gamma(830) * \mathcal{E}_{dec}^\gamma} \quad (2.30)$$

D'après la référence [10], l'intensité absolue de la raie  $\gamma$  à 830 keV, au regard du nombre de noyaux  $^{26}\text{Si}$  produits, vaut  $I_\gamma^{att}(830) = 21.9(5)\%$ . En reportant cette valeur dans l'équation 2.30, on en déduit une somme attendue des rapports d'embranchement vers les états de  $^{26}\text{Si}$  liés par rapport à l'émission de protons égale à 73(15)%. Cette valeur attendue est compatible avec la valeur déduite de l'analyse ( $\mathcal{P}_\gamma = 54(12)$ ) mais elle la surestime de près de 35%. Si l'on peut remettre en question la valeur de  $I_\gamma^{att}(830)$  donnée dans la référence [10], on peut également supposer que l'on a ici l'indication de ce que la valeur de  $\mathcal{P}_\gamma$  déduite des données de la décroissance  $\beta-\gamma$  de  $^{26}\text{P}$  est sous-évaluée. En particulier, le rapport d'embranchement vers l'état excité à 4184 keV a été identifié à l'intensité absolue de la seule transition  $\gamma$  à 1401 keV. Or, d'après la référence [10], la transition  $\gamma$  analogue à 1412 keV dans le noyau miroir  $^{26}\text{Mg}$  ne contribue qu'à hauteur de 45.5(36)% à la désexcitation  $\gamma$  de l'état miroir à 4350 keV. On peut donc supposer que, de la même manière, la transition  $\gamma$  à 1401 keV n'est pas la seule à assurer la désexcitation de l'état à 4184 keV de  $^{26}\text{Si}$ . Aucune indication de l'existence d'autres raies  $\gamma$  caractérisant la désexcitation de cet état n'est donnée par le spectre de la figure 2.39. Cependant, cela peut s'expliquer par leur trop grande énergie au regard de l'efficacité de détection.

Un plus grand rapport d'embranchement vers l'état à  $4184\text{keV}$  n'est donc pas exclu.

Les estimations des intensités des raies  $\gamma$  associées à la désexcitation des états de  $^{25}\text{Al}$  et de  $^{24}\text{Mg}$  peuvent être comparées aux intensités attendues d'après l'analyse du spectre d'émission  $\beta-(2)p$  de  $^{26}\text{P}$  (équations 2.27). Il s'agit des raies  $\gamma$  d'énergies égales à  $452\text{keV}$  ( $^{25}\text{Al}^1$ ),  $493$  et  $945\text{keV}$  ( $^{25}\text{Al}^2$ ),  $1612\text{keV}$  ( $^{25}\text{Al}^3$ ),  $845$ ,  $1338$  et  $1790\text{keV}$  ( $^{25}\text{Al}^4$ ) et  $1369\text{keV}$  ( $^{24}\text{Mg}^1$ ).

Seule la valeur inférieure de l'intensité absolue de la transition à  $845\text{keV}$  peut être déterminée avec assurance. En effet, les trois premiers états excités de  $^{25}\text{Al}$  ainsi que le premier état excité de  $^{24}\text{Mg}$  sont peuplés dans les décroissances  $\beta$  des noyaux contaminants  $^{25}\text{Si}$  et  $^{24}\text{Al}$ . La raie  $\gamma$  à  $1612\text{keV}$  est par ailleurs trop proche en énergie de la raie  $\gamma$  à  $1622\text{keV}$  (issue de la décroissance  $\beta$  de  $^{26}\text{Si}$ ) pour en être aisément dissociée. Enfin, les intensités absolues des deux raies  $\gamma$  à  $1338$  et  $1790\text{keV}$  qui accompagnent la raie  $\gamma$  à  $845\text{keV}$  dans la désexcitation du quatrième état excité de  $^{25}\text{Al}$  sont quant à elles difficiles à déterminer du fait de leur juxtaposition avec les raies  $\gamma$  à  $1333$ ,  $1341$  et  $1796\text{keV}$  respectivement (voir la figure 2.39). Ces dernières sont respectivement dûes à la présence de  $^{60}\text{Co}$  dans l'environnement extérieur, au phénomène d'empilement et à la décroissance  $\beta-\gamma$  de  $^{26}\text{P}$ . Le traitement de ces transitions  $\gamma$  et les valeurs inférieures des rapports d'embranchement  $\beta-(2)p$  vers les états excités de  $^{25}\text{Al}$  et de  $^{24}\text{Mg}$  qui en ont été déduits sont exposés dans ce qui suit.

- alimentation du quatrième état excité de  $^{25}\text{Al}$ : en tenant compte de l'absence de correction liée à l'effet d'empilement, l'intensité absolue  $I_p(845)$  de la raie  $\gamma$  à  $845\text{keV}$  est supérieure à  $0.75(16)\%$ . En adoptant le taux relatif d'émission associé à cette transition (voir la figure 2.40 et la référence [10]), on en déduit une valeur inférieure du rapport d'embranchement absolu vers le quatrième état excité de  $^{25}\text{Al}$  égale à  $0.75(16)/0.380(35) = 1.97(46)\%$ . Ce résultat est compatible, à plus forte raison si l'on tient compte du phénomène d'empilement, avec le rapport d'embranchement vers l'état considéré, déduit de l'analyse des transitions  $\beta-p$  ( $B.R.(^{25}\text{Al}^4) = 2.25(18)\%$ , d'après les résultats 2.27).
- alimentation du troisième état excité de  $^{25}\text{Al}$ : la première étape consiste à évaluer la contribution de la raie  $\gamma$  à  $1622\text{keV}$  issue de la décroissance  $\beta$  de  $^{26}\text{Si}$ . Elle a été déterminée en considérant le taux relatif des émissions des raies  $\gamma$  à  $830$  et  $1622\text{keV}$  donné dans la référence [10] ( $I_\gamma(1622)/I_\gamma(830) = 12.45(24)\%$ ). Un ajustement par deux distributions gaussiennes du double pic à  $1612$  et  $1622\text{keV}$ , opéré en fixant la surface associée à la deuxième raie  $\gamma$ , a permis d'obtenir le nombre de coups à l'énergie de  $1612\text{keV}$ . La surface ainsi déduite correspond à la somme des événements de radioactivité  $\gamma$  (non soumis au phénomène d'empilement) à  $1611.711\text{keV}$  et à  $1612.4\text{keV}$  issus de la désexcitation d'états de  $^{25}\text{Al}$  et de  $^{25}\text{Mg}$  (voir le tableau 2.24). Ces noyaux sont à la fois produits dans la décroissance  $\beta$  des noyaux contaminants  $^{25}\text{Si}$  et dans la décroissance  $\beta-p$  de  $^{26}\text{P}$ . La contribution des premiers est déduite de l'étude spectroscopique de  $^{25}\text{Si}$  réalisée précédemment, ainsi que de la détermination du taux de contamination de ce noyau. Après soustraction, le nombre de coups restant est égal à la somme des événements de radioactivité  $\gamma$



enregistrés aux deux énergies de 1611.711 et 1612.4 keV et consécutifs à la seule décroissance  $\beta-p$  de  $^{26}\text{P}$ . La contribution des premiers est égale à une fraction (0.79 (3) %) du nombre total de noyaux  $^{25}\text{Al}$  produits. Elle est évaluée à partir de la somme des rapports d'embranchement absolus vers les états de  $^{25}\text{Al}$  déterminée précédemment ( $\mathcal{P}_p = 34.7$  (21) %). Finalement, l'intensité absolue de la raie  $\gamma$  à 1612 keV, associée au peuplement du troisième état excité de  $^{25}\text{Al}$  dans la décroissance  $\beta-p$  de  $^{26}\text{P}$ , est supérieure à 0.82 (15) %. Ce résultat n'est pas compatible, même en tenant compte du phénomène d'empilement, avec le rapport d'embranchement vers l'état considéré, déduit de l'analyse des transitions  $\beta-p$  ( $B.R.(^{25}\text{Al}^3) = 2.20$  (15) %, d'après les résultats 2.27).

- alimentation du second état excité de  $^{25}\text{Al}$  : après soustraction de la contribution du noyau contaminant  $^{25}\text{Si}$  aux deux raies  $\gamma$  à 493 et 945 keV, la somme de leurs intensités absolues doit encore être diminuée de l'intensité absolue de la raie  $\gamma$  à 845 keV. Il en résulte un taux d'alimentation du second état excité de  $^{25}\text{Al}$  peuplé dans la décroissance  $\beta-p$  de  $^{26}\text{P}$  supérieur à 0.71 (30) %. Ce résultat n'est pas compatible avec la valeur attendue ( $B.R.(^{25}\text{Al}^2) = 2.34$  (15) %, d'après les résultats 2.27), même en tenant compte du phénomène d'empilement.
- alimentation du premier état excité de  $^{25}\text{Al}$  : après soustraction de la contribution du noyau contaminant  $^{25}\text{Si}$ , l'intensité absolue de la raie  $\gamma$  à 452 keV déterminée doit être diminuée des intensités absolues des raies  $\gamma$  à 493 et à 1338 keV associées à la décroissance  $\beta-p$  de  $^{26}\text{P}$ . La première est déterminée comme précédemment. La seconde est déterminée sur la base des taux relatifs des transitions à 845 et 1338 keV donnés dans la référence [10]. On en déduit une intensité absolue pour la raie  $\gamma$  à 452 keV issue de la seule décroissance  $\beta-p$  de  $^{26}\text{P}$  supérieure à 0.4 (5) %. Ce résultat compatible avec zéro ne permet pas de rendre compte du taux d'alimentation attendu du premier état excité de  $^{25}\text{Al}$ , déduit de l'analyse de la décroissance  $\beta-p$  de  $^{26}\text{P}$  ( $B.R.(^{25}\text{Al}^1) = 2.13$  (15) %, d'après les résultats 2.27).
- alimentation du premier état excité de  $^{24}\text{Mg}$  : l'analyse antérieure de la décroissance  $\beta$  de  $^{24}\text{Al}$  permet d'estimer le nombre de coups dans la raie  $\gamma$  à 1369 keV issus de la contamination par ce noyau. De la même façon, l'étude de la désintégration  $\beta-p$  de  $^{25}\text{Si}$  ainsi que la détermination du taux de contamination par ce noyau permettent de déduire sa contribution à la raie  $\gamma$  étudiée. Soustractions faites, l'intensité absolue associée à la seule décroissance  $\beta-2p-\gamma$  de  $^{26}\text{P}$  est supérieure à 1.04 (23) %. Ce résultat est compatible avec le taux d'alimentation du premier état excité de  $^{24}\text{Mg}$  déduit de l'analyse de la décroissance  $\beta-2p$  de  $^{26}\text{P}$  ( $B.R.(^{24}\text{Mg}^2) = 0.79$  (12) %, d'après les résultats 2.27) à la condition que la diminution de la surface du photo-pic du fait du phénomène d'empilement soit inférieure à 10 %.

Le tableau 2.27 résume les termes de la comparaison précédente. Il précise le rapport entre les taux d'alimentation des états excités de  $^{25}\text{Al}$  et de  $^{24}\text{Mg}$  peuplés dans la désintégration  $\beta-(2)p$  de  $^{26}\text{P}$  tels qu'ils ont été estimés à l'aide de l'analyse des spectres de rayonnement  $\gamma$  (figure 2.39) et  $\beta-(2)p$  (figure 2.34).

Etat peuplé (keV)	$B.R._{\gamma}$ (%)	$B.R._{\beta-(2)p}$ (%)	$B.R._{\gamma}/B.R._{\beta-(2)p}$ (%)
$^{26}\text{P} (\beta-p-\gamma)$ : 452	$> 0.4$ ( 5)	2.13 (15)	$> 20$ (20)
	$> 0.71$ (30)	2.34 (15)	$> 30$ (13)
	$> 0.82$ (15)	2.20 (15)	$> 37$ ( 7)
	$> 1.97$ (46)	2.25 (18)	$> 88$ (22)
$^{26}\text{P} (\beta-2p-\gamma)$ : 1369	$> 1.04$ (23)	0.79 (12)	$> 131$ (35)

TAB. 2.27: Comparaison des taux d'alimentation des états excités de  $^{25}\text{Al}$  et de  $^{24}\text{Mg}$  peuplés dans la désintégration  $\beta-(2)p$  de  $^{26}\text{P}$ . La colonne donnant les valeurs de  $B.R._{\gamma}$  présente les valeurs inférieures des rapports d'embranchement déduits de l'analyse du spectre de rayonnement  $\gamma$  émis dans la décroissance de  $^{26}\text{P}$ . Celle donnant les valeurs de  $B.R._{\beta-(2)p}$  rappelle les résultats issus de l'analyse du spectre d'émission  $\beta-(2)p$  (équations 2.27). La dernière colonne du tableau exprime le rapport des deux mesures précédentes.

Le rapport de ces deux quantités exprime la valeur non corrigée du phénomène d'empilement de l'efficacité de déclenchement  $\mathcal{E}_{dec}^{\gamma}$  pour les événements de radioactivités  $\gamma$  consécutifs à une émission  $\beta-(2)p$ . Il n'y a pas de raison, a priori, justifiant de ce que cette efficacité varie en fonction de l'énergie des états excités peuplés considérés. L'hypothèse d'une mauvaise assignation de certaines des transitions  $\beta-p$  observées peut ainsi paraître crédible. Cependant, elle est difficilement recevable dans le cas particulier des transitions alimentant le premier état excité de  $^{25}\text{Al}$ . Plus précisément, l'étude des coïncidences  $p-\gamma$  est en contradiction (même en tenant compte d'un phénomène d'empilement important) avec le résultat obtenu ici d'une alimentation très faible de cet état à  $452\text{ keV}$ . La figure 2.37 montre en effet que les pics proton numérotés 20, 21 et 29 ne sont en coïncidence qu'avec la seule raie  $\gamma$  à  $452\text{ keV}$ . En conclusion, indépendamment de l'impossibilité de traiter correctement le phénomène d'empilement dans ce cas précis, on ne peut se fier à l'analyse précédente du rayonnement  $\gamma$  émis à la suite de désintégrations  $\beta-(2)p$  pour valider les mesures de leurs intensités absolues. On doit se contenter de l'analyse du seul spectre d'émission  $\beta-(2)p$  et traiter les événements de coïncidence  $p-\gamma$  du seul point de vue qualitatif.

## 2.2.2 Durée de vie de $^{26}\text{P}$

On doit la détermination expérimentale de la durée de vie de  $^{26}\text{P}$  à M. D. Cable *et al.* [18]. D'après cette étude, la période associée au noyau  $^{26}\text{P}$  vaut  $T_{\frac{1}{2}} = 20_{-15}^{+35}\text{ ms}$ . L'évaluation réalisée par J. G. Audi *et al.* [20] donne, à titre de comparaison, une valeur de  $30(25)\text{ ms}$ . La grande incertitude sur la durée de vie est pénalisante dans la mesure où elle se répercute sur les valeurs de  $\log(ft)$  déterminées à partir de la mesure expérimentale des rapports d'embranchement  $\beta$  dans la décroissance de  $^{26}\text{P}$ . Pour cette raison, la détermination de la durée de vie de ce noyau a fait l'objet d'une attention particulière dans la présente expérience. Deux procédures indépendantes ont été suivies. La première repose sur l'alternance de périodes d'implantation des

noyaux et d'observation de leur décroissance. Du fait de limitations qui seront exposées dans ce qui suit, l'analyse a été opérée suivant une seconde procédure reposant sur l'établissement de corrélations temporelles entre les événements d'implantation et de radioactivité.

### 1<sup>ère</sup> méthode

Un cycle de production de  $^{26}\text{P}$  a été consacré à la détermination de sa durée de vie selon la procédure suivante: les noyaux  $^{26}\text{P}$  (ainsi que les noyaux contaminants, produits dans les mêmes proportions qu'auparavant) sont implantés dans le détecteur E3 pendant 40 *ms*. Les seuls événements de radioactivité sont ensuite enregistrés pendant 100 *ms*. L'intervalle de temps  $T_{rad}$  séparant la coupure du faisceau de l'acquisition d'un événement de radioactivité est finalement enregistré. La figure 2.41 donne la distribution obtenue pour le paramètre  $T_{rad}$  avec la condition que les événements de radioactivité correspondants aient laissé un signal dans le détecteur E3 ( $E_3 > 0$ ).

L'ajustement du spectre par une fonction exponentielle reposant sur un fond linéaire constant conduit à une durée de vie de  $^{26}\text{P}$  de 47 (3) *ms*. Le choix d'un fond linéaire constant est doublement justifié. D'une part, les noyaux contaminants de courtes durées de vie sont les noyaux  $^{27}\text{S}$  et  $^{25}\text{Si}$  ( $T_{\frac{1}{2}} = 15.0$  (15) *ms* [21] et  $T_{\frac{1}{2}} = 220$  (3) *ms* [20] respectivement) qui ne représentent, d'après le tableau 2.6, que 1.7% du nombre total de noyaux  $^{26}\text{P}$  produits. D'autre part, les noyaux issus de la désintégration du noyau  $^{26}\text{P}$  ont tous des durées de vie excédant la seconde, c'est-à-dire au moins 25 fois plus longues que celle de  $^{26}\text{P}$ .

La valeur de la durée de vie de  $^{26}\text{P}$  ainsi déterminée se révèle être deux fois plus élevée que celle obtenue par M. D. Cable *et al.*. De la sorte, le temps d'enregistrement des événements de radioactivité consécutifs à l'accumulation des noyaux (100 *ms*) n'est que de l'ordre de 2.5 fois la durée de vie de  $^{26}\text{P}$ . Il en résulte une grande imprecision dans la détermination de la hauteur du fond linéaire constant utilisé dans l'ajustement du spectre de la figure 2.41. Une seconde méthode a donc été employée qui permet de corrélérer, sur un intervalle de temps de 500 *ms* (soit plus de 10 fois la durée de vie du noyau), les événements de radioactivité liés à la désintégration de  $^{26}\text{P}$  à l'implantation de celui-ci.

### 2<sup>ème</sup> méthode

La seconde méthode a été appliquée pendant la phase expérimentale de production continue des noyaux de  $^{26}\text{P}$ . Le traitement des données consiste à mesurer l'intervalle de temps séparant un événement de radioactivité de tous les événements d'implantation qui ont eu lieu dans les 500 *ms* précédentes. Un seul événement d'implantation étant réellement corrélé en temps à l'événement de radioactivité sélectionné, l'intervalle de temps séparant l'événement de radioactivité des événements d'implantation qui l'ont précédé a l'allure du spectre représenté dans la figure 2.42: les événements d'implantation réellement corrélés temporellement aux événements de radioactivité redéfinissent le paramètre  $T_{rad}$  utilisé précédemment et ils donnent au spectre son allure exponentielle. Les autres événements, correspondant à de «fausses corrélations temporelles» se répartissent quant à eux aléatoirement et

ils définissent un fond linéaire constant qui s'étend maintenant sur un intervalle de temps de 500 ms.

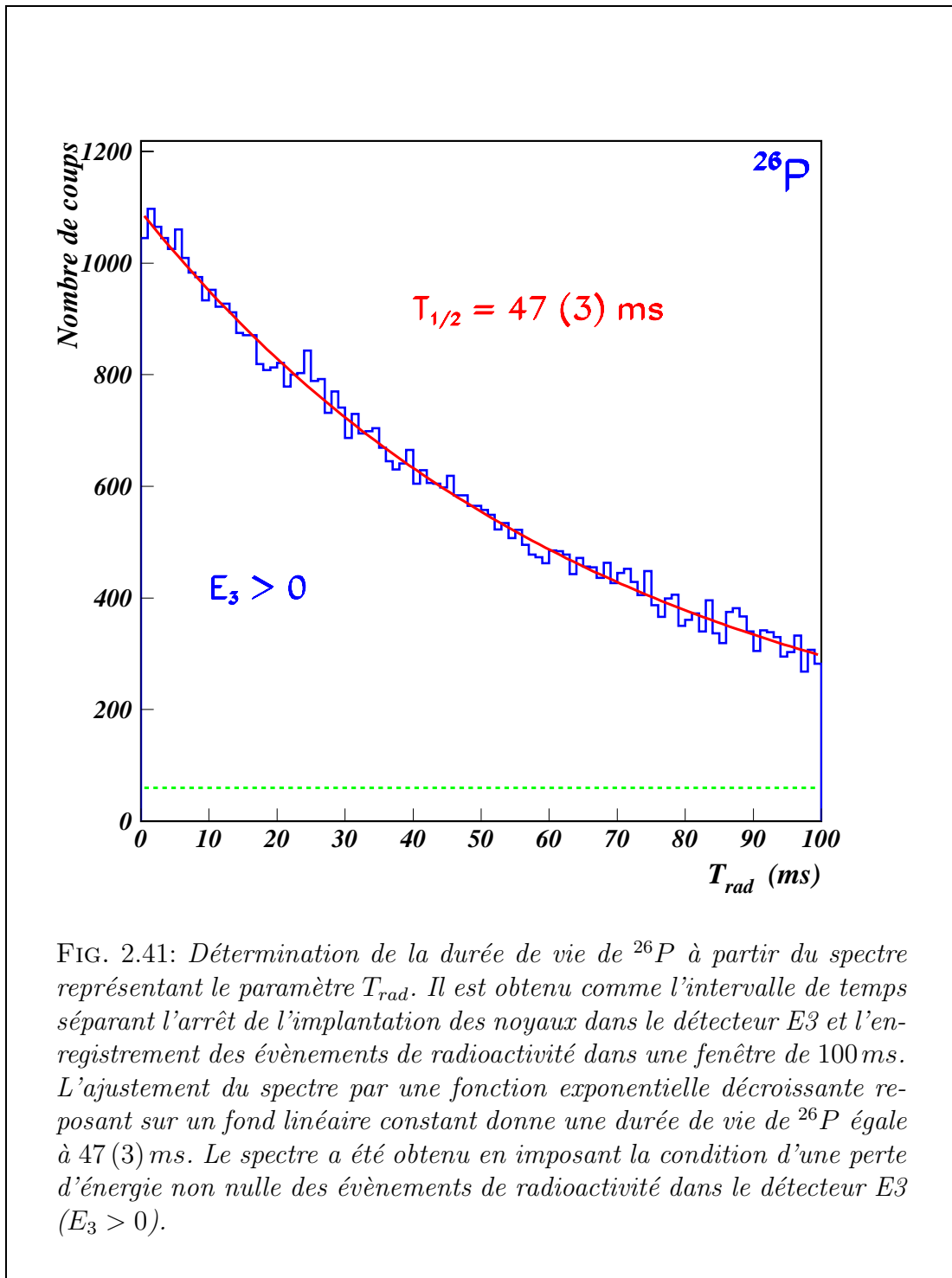


FIG. 2.41: Détermination de la durée de vie de  $^{26}\text{P}$  à partir du spectre représentant le paramètre  $T_{rad}$ . Il est obtenu comme l'intervalle de temps séparant l'arrêt de l'implantation des noyaux dans le détecteur  $E_3$  et l'enregistrement des événements de radioactivité dans une fenêtre de 100 ms. L'ajustement du spectre par une fonction exponentielle décroissante reposant sur un fond linéaire constant donne une durée de vie de  $^{26}\text{P}$  égale à 47 (3) ms. Le spectre a été obtenu en imposant la condition d'une perte d'énergie non nulle des événements de radioactivité dans le détecteur  $E_3$  ( $E_3 > 0$ ).

L'avantage de cette méthode est double :

- d'une part, les informations de perte d'énergie et de temps de vol des noyaux sont cette fois-ci disponibles. Il est donc possible de présélectionner les événements d'implantation en utilisant les paramètres d'identification  $T_1^{HF}$  et

$\Delta E_{sum}$  associés à  $^{26}\text{P}$ . Cela a pour effet de réduire le nombre de fausses corréla-

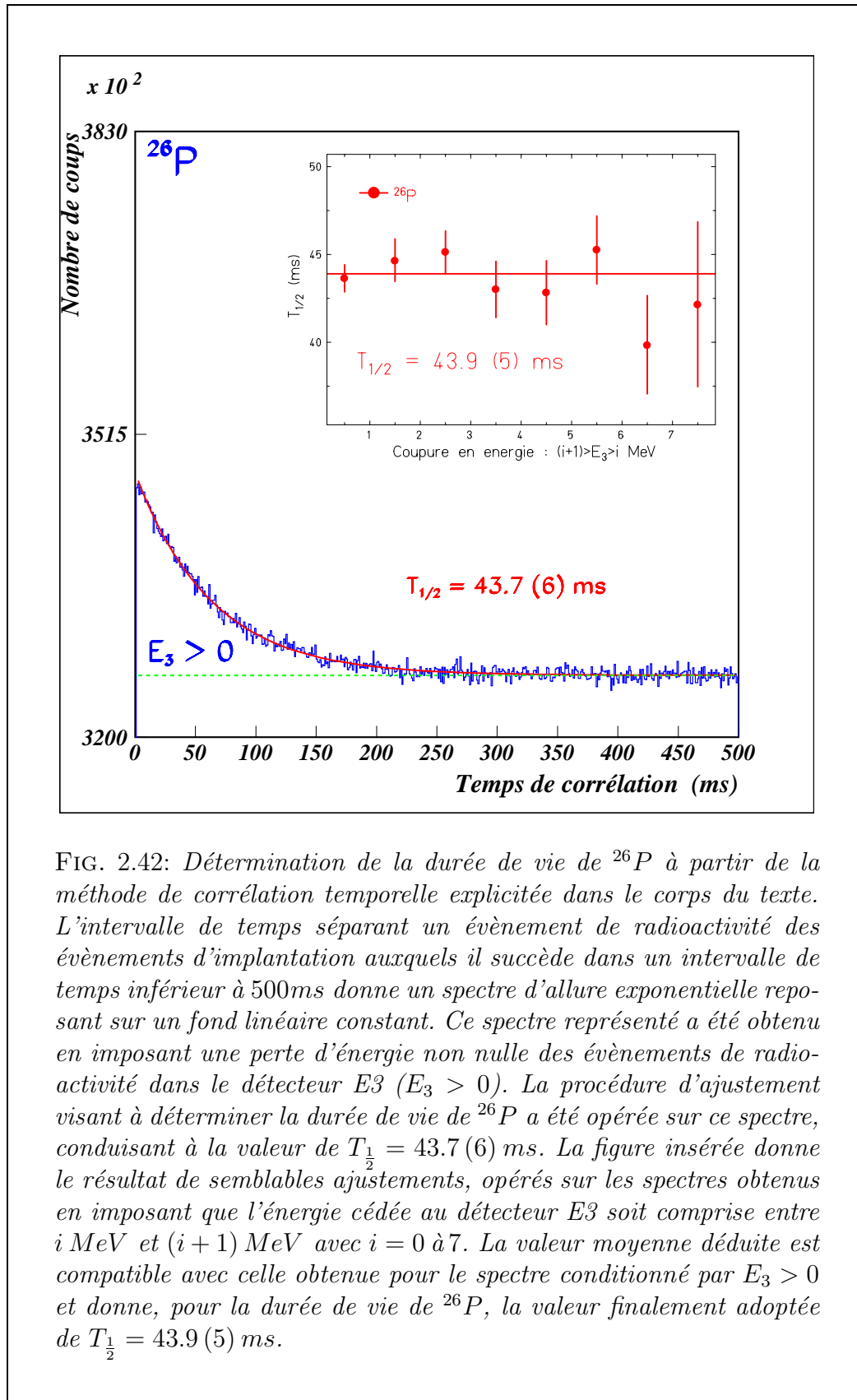


FIG. 2.42: Détermination de la durée de vie de  $^{26}\text{P}$  à partir de la méthode de corrélation temporelle explicitée dans le corps du texte. L'intervalle de temps séparant un événement de radioactivité des événements d'implantation auxquels il succède dans un intervalle de temps inférieur à 500ms donne un spectre d'allure exponentielle reposant sur un fond linéaire constant. Ce spectre représenté a été obtenu en imposant une perte d'énergie non nulle des événements de radioactivité dans le détecteur  $E_3$  ( $E_3 > 0$ ). La procédure d'ajustement visant à déterminer la durée de vie de  $^{26}\text{P}$  a été opérée sur ce spectre, conduisant à la valeur de  $T_{\frac{1}{2}} = 43.7 (6) \text{ ms}$ . La figure insérée donne le résultat de semblables ajustements, opérés sur les spectres obtenus en imposant que l'énergie cédée au détecteur  $E_3$  soit comprise entre  $i \text{ MeV}$  et  $(i + 1) \text{ MeV}$  avec  $i = 0$  à 7. La valeur moyenne déduite est compatible avec celle obtenue pour le spectre conditionné par  $E_3 > 0$  et donne, pour la durée de vie de  $^{26}\text{P}$ , la valeur finalement adoptée de  $T_{\frac{1}{2}} = 43.9 (5) \text{ ms}$ .

tions entre les événements de radioactivité et ceux d'implantation. En d'autres termes, cela permet de réduire la contribution des noyaux contaminants au spectre de corrélation.

- d'autre part, le temps de corrélation, arbitrairement fixé à  $500\text{ms}$ , permet cette fois-ci de déterminer la hauteur du fond linéaire constant avec une meilleure précision.

Le spectre de la figure 2.42 a été obtenu en imposant comme précédemment l'enregistrement d'un signal de radioactivité dans le détecteur E3 ( $E_3 > 0$ ). L'ajustement exponentiel donne pour la durée de vie de  $^{26}\text{P}$  la valeur  $T_{1/2} = 43.7(6)\text{ms}$ . Elle est compatible avec celle déduite de l'ajustement opéré sur le spectre de la figure 2.41 et la précision est bien meilleure. La partie en insert présente les différentes valeurs de durée de vie déterminées en imposant que l'énergie cédée dans le détecteur E3 soit comprise entre  $i\text{MeV}$  et  $(i+1)\text{MeV}$  avec  $i$  variant de 0 à 7. La valeur moyenne conduit à une durée de vie égale à  $T_{1/2} = 43.9(5)\text{ms}$ . Cette valeur est compatible avec celle obtenue en imposant la condition  $E_3 > 0$ , ce qui prouve la fiabilité de la méthode.

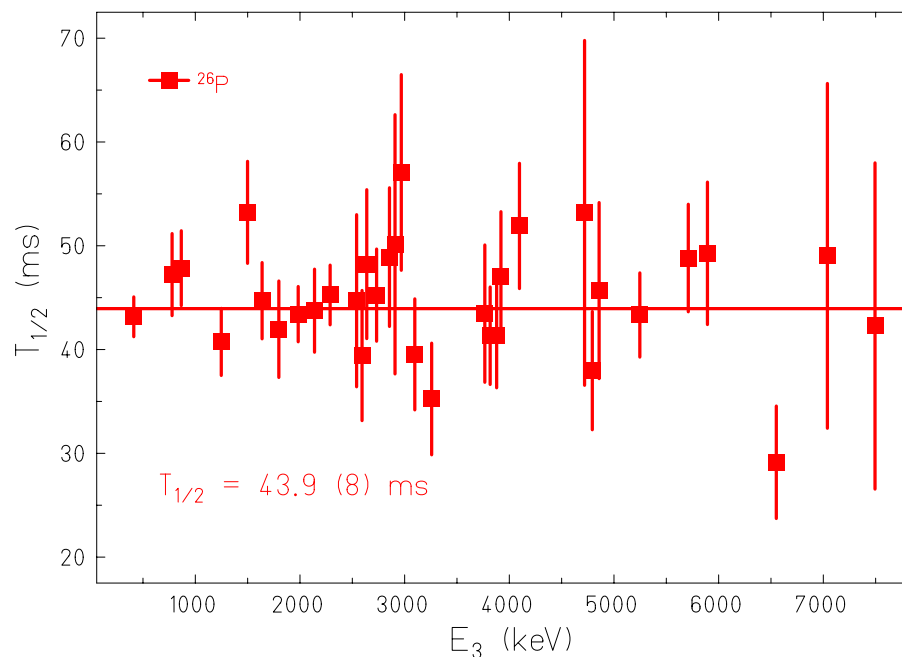


FIG. 2.43: Détermination de la durée de vie du  $^{26}\text{P}$  à partir de la méthode de corrélation temporelle. Les spectres de corrélation temporelle associés à chacun des pics proton issus de la décroissance  $\beta$  de  $^{26}\text{P}$  ont été ajustés à l'aide d'une fonction exponentielle reposant sur un fond linéaire constant. La valeur moyenne obtenue ( $T_{1/2} = 43.9(8)\text{ms}$ ) est identique, quoique moins précise, à la durée de vie de  $^{26}\text{P}$  déterminée précédemment.

La procédure précédente peut être appliquée en sélectionnant les 33 transitions  $\beta-p$  identifiées dans la décroissance de  $^{26}\text{P}$  (figure 2.34). Les spectres de corrélation temporelle ont été ainsi ajustés en imposant que l'énergie cédée par les événements de radioactivité au détecteur E3 soit comprise dans un intervalle d'une largeur de 50 à 100 keV, centré sur la position en énergie des pics proton identifiés dans la décroissance de  $^{26}\text{P}$ . Le résultat des ajustements est présenté dans la figure 2.43.

A quelques exceptions près, toutes les valeurs individuelles des durées de vie associées aux transitions  $\beta-p$  sont compatibles avec la période de  $^{26}\text{P}$  déterminée précédemment. Les rares anomalies ne sont pas suffisamment importantes pour qu'il soit possible d'assigner les transitions  $\beta-p$  correspondantes à un autre noyau que  $^{26}\text{P}$ . La valeur moyenne des durées de vie individuelles associées à chacune des transitions  $\beta-p$  conduit à la même période que précédemment pour  $^{26}\text{P}$ , avec une incertitude légèrement supérieure :  $T_{\frac{1}{2}} = 43.9 (8) \text{ ms}$ .

Des trois déterminations précédentes de la durée de vie de  $^{26}\text{P}$ , on adopte la plus précise d'entre elles :  $T_{\frac{1}{2}} = 43.9 (5) \text{ ms}$ . Cette valeur est près de deux fois supérieure à la valeur expérimentale de référence donnée par M. D. Cable *et al.* Compte tenu de la grande imprécision de cette dernière mesure ( $T_{\frac{1}{2}} = 20^{+25}_{-15} \text{ ms}$ ), elles sont cependant compatibles entre elles. Deux prédictions théoriques distinctes, fournies par K. Muto *et al.* d'une part [22] et par B. A. Brown d'autre part [14] accréditent notre résultat expérimental en proposant pour la durée de vie de  $^{26}\text{P}$  les valeurs de  $T_{\frac{1}{2}} = 37 (5) \text{ ms}$  et  $T_{\frac{1}{2}} = 38.07 \text{ ms}$  respectivement.

## 2.3 Interprétation des résultats

L'analyse des modes d'émissions retardées des noyaux  $^{21}\text{Mg}$ ,  $^{25}\text{Si}$  et  $^{26}\text{P}$  permet de décrire schématiquement la décroissance de ces noyaux. L'énergie des états des noyaux fils peuplés dans les désintégrations  $\beta$  donne accès à la structure nucléaire de ces noyaux. Elle peut être enrichie de la donnée des moments cinétiques totaux ainsi que de la parité de ces états. La comparaison de ces informations avec les résultats de calculs théoriques de type «modèle en couches» de la structure des noyaux rend alors compte de la validité de la description théorique des interactions entre nucléons.

Les rapports d'embranchement associés aux états peuplés dans les désintégrations  $\beta$  permettent de déterminer la répartition des forces mises en jeu dans ces désintégrations. La comparaison aux prédictions théoriques rend cette fois compte de la validité de la description théorique de la désintégration  $\beta$  pour des noyaux déficients en neutrons situés au voisinage ( $^{21}\text{Mg}$ ) ou à la limite d'existence des noyaux connus ( $^{26}\text{P}$ ).

La comparaison des résultats de l'analyse avec les données de la décroissance des noyaux miroir permet enfin d'évaluer le degré d'asymétrie dans le peuplement des états de basse énergie. C'est alors l'hypothèse d'indépendance de charge des forces nucléaires qui peut être testée.

### 2.3.1 Schémas de décroissance

Les figures 2.44 à 2.46 présentent les schémas de décroissance des noyaux  $^{21}\text{Mg}$ ,  $^{25}\text{Si}$  et  $^{26}\text{P}$ .

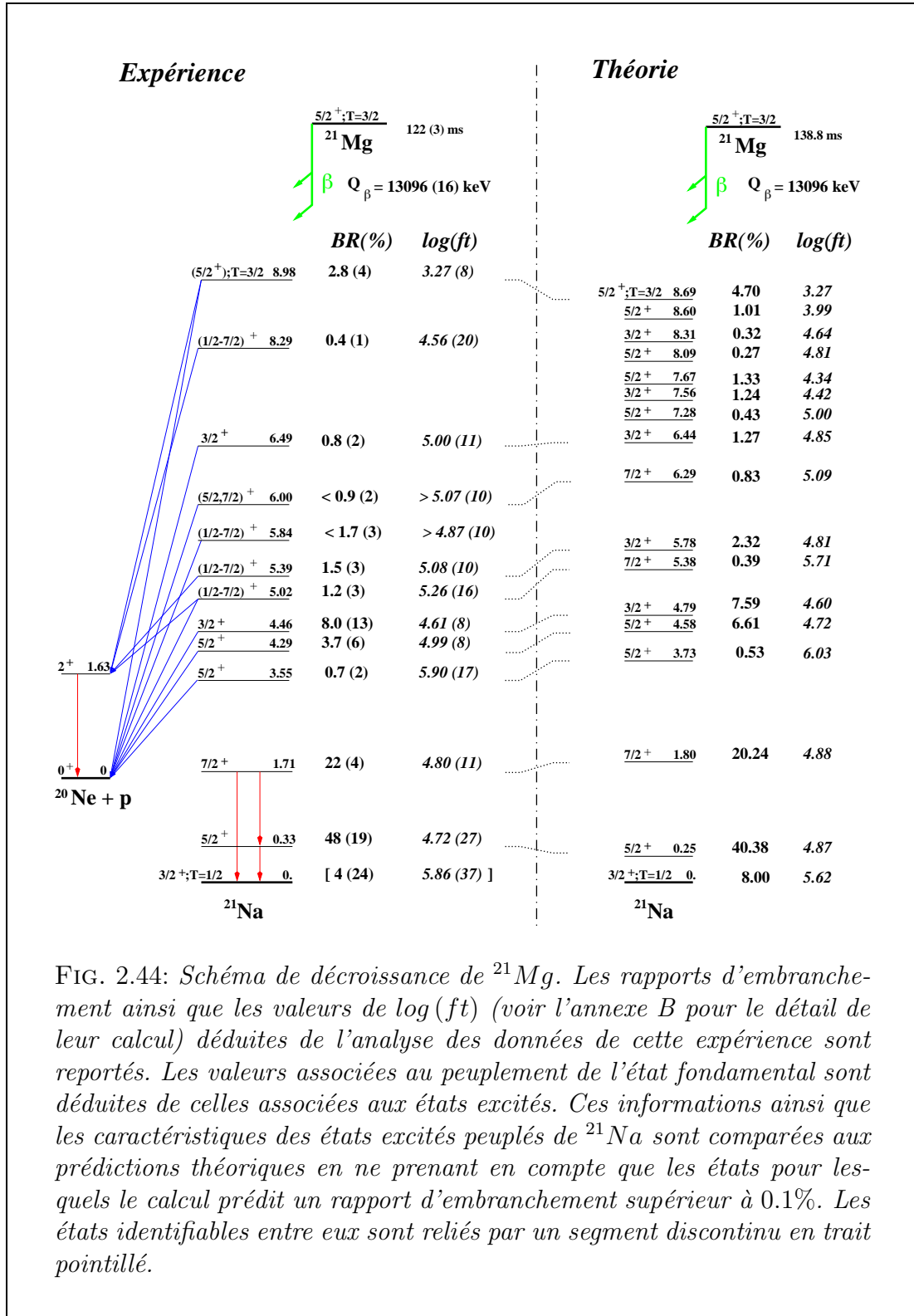


FIG. 2.44: Schéma de décroissance de  $^{21}\text{Mg}$ . Les rapports d'embranchement ainsi que les valeurs de  $\log(ft)$  (voir l'annexe B pour le détail de leur calcul) déduites de l'analyse des données de cette expérience sont reportés. Les valeurs associées au peuplement de l'état fondamental sont déduites de celles associées aux états excités. Ces informations ainsi que les caractéristiques des états excités peuplés de  $^{21}\text{Na}$  sont comparées aux prédictions théoriques en ne prenant en compte que les états pour lesquels le calcul prédit un rapport d'embranchement supérieur à 0.1%. Les états identifiables entre eux sont reliés par un segment discontinu en trait pointillé.



Le moment cinétique et la parité des états du noyau fils peuplés dans la désintégration  $\beta$  des noyaux  $^{21}\text{Mg}$  et  $^{25}\text{Si}$  sont issus de la référence [10]. Le moment angulaire

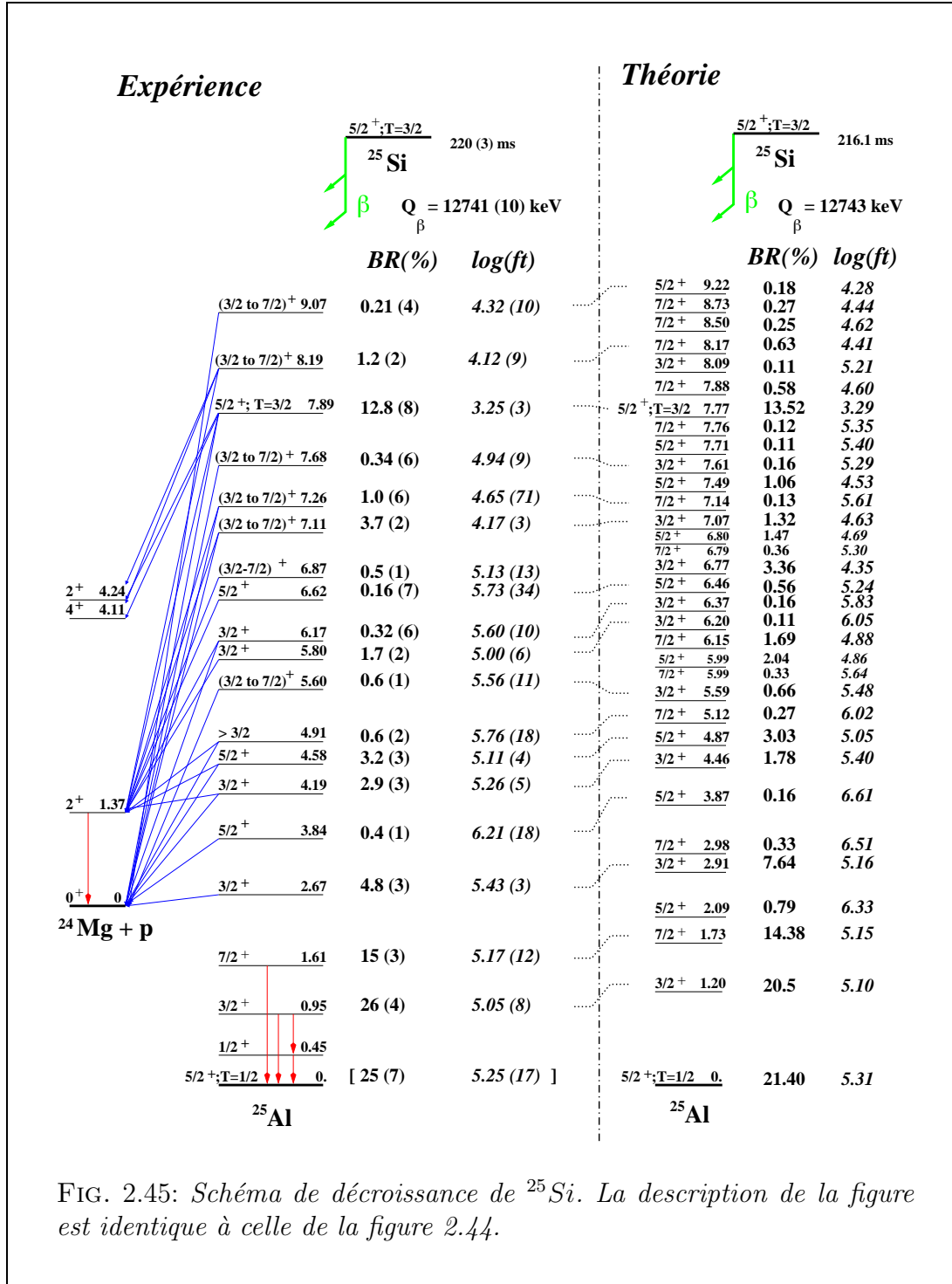


FIG. 2.45: Schéma de décroissance de  $^{25}\text{Si}$ . La description de la figure est identique à celle de la figure 2.44.

total  $J^\pi$  de l'état fondamental de  $^{21}\text{Mg}$  vaut d'après cette référence  $\frac{3}{2}^+$  ou  $\frac{5}{2}^+$ . La forte alimentation de l'état excité de  $^{21}\text{Na}$  à 1716 keV et de moment angulaire total  $J^\pi = \frac{7}{2}^+$  permet d'assigner un moment angulaire total  $J^\pi = \frac{5}{2}^+$  à l'état fondamental de  $^{21}\text{Mg}$ . Cette assignation est en outre confortée par les prédictions théoriques [14].

Dans le cas de  $^{21}\text{Mg}$ , les valeurs des rapports d'embranchement vers les états émetteurs proton ont fait l'objet d'une correction du fait de la surestimation de l'efficacité

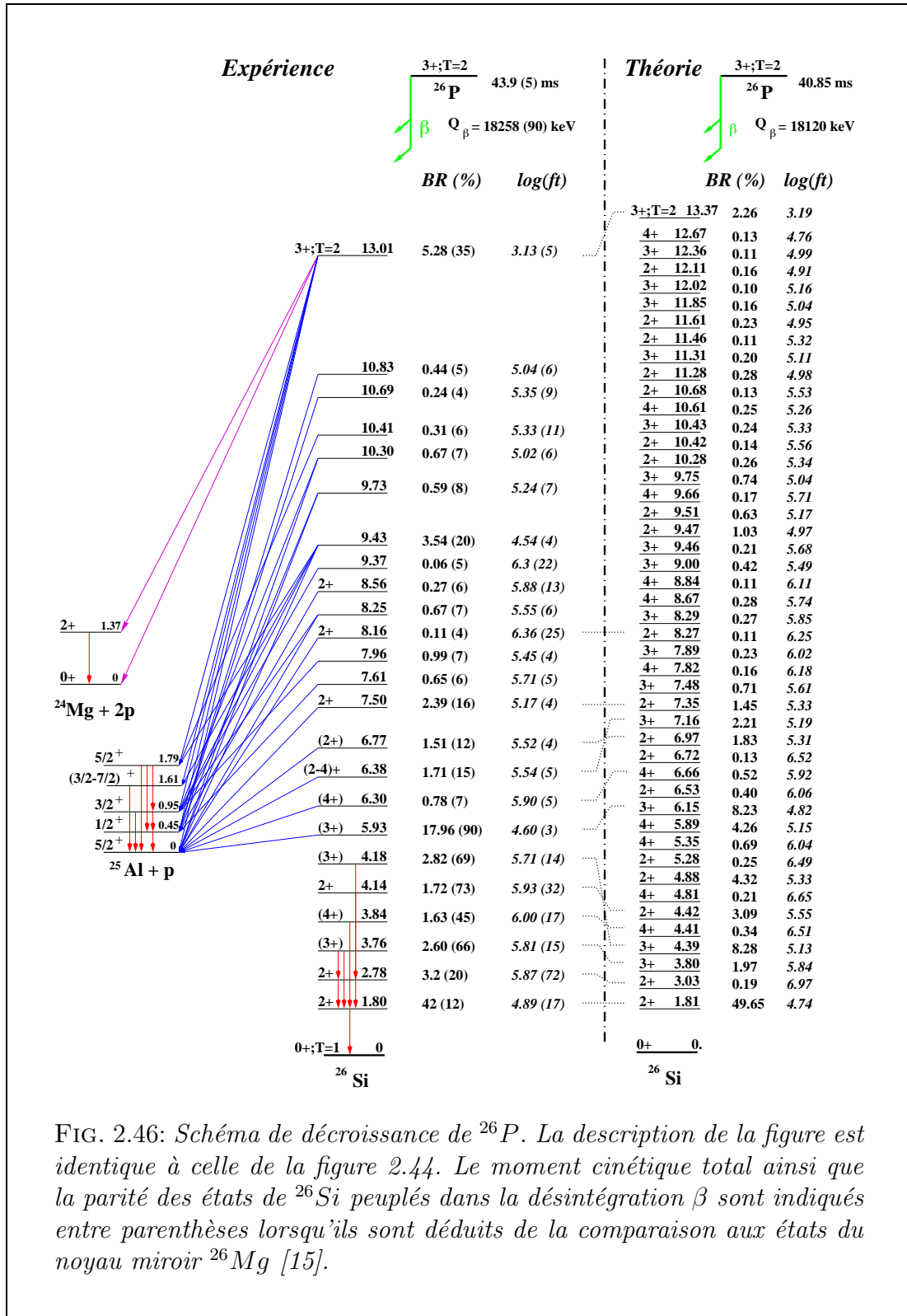


FIG. 2.46: Schéma de décroissance de  $^{26}\text{P}$ . La description de la figure est identique à celle de la figure 2.44. Le moment cinétique total ainsi que la parité des états de  $^{26}\text{Si}$  peuplés dans la désintégration  $\beta$  sont indiqués entre parenthèses lorsqu'ils sont déduits de la comparaison aux états du noyau miroir  $^{26}\text{Mg}$  [15].

de coïncidence (voir l'analyse de la décroissance  $\beta-p$  de ce noyau). Les valeurs de

$\log(ft)$  qui leur sont associées tiennent elles aussi compte de cette correction. S'agissant de  $^{26}\text{P}$ , l'analyse des données expérimentales a permis d'identifier certains des états peuplés à des états «connus» de  $^{26}\text{Si}$ , ou bien de les associer à des états du noyau miroir  $^{26}\text{Mg}$ . Dans le second cas, le moment cinétique ainsi que la parité de ces états sont indiqués entre parenthèses.

Les caractéristiques des désintégrations  $\beta$  sont comparées aux prédictions de B. A. Brown [14], issues d'un calcul de type «modèle en couches» réalisé à l'aide du code OSBASH [23] dans la couche (2s,1d) complète et reposant sur l'interaction USD [24]. Cette modélisation s'appuie sur la prise en compte d'un coeur dur de nucléons auquel s'ajoutent des nucléons occupant des états individuels. Les paramètres de l'interaction sont en outre ajustés de façon à reproduire des observables expérimentales telles que l'énergie de liaison des noyaux. Seuls les états excités pour lesquels le calcul théorique prédit un rapport d'embranchement supérieur à 0.1 % sont représentés sur les figures.

Les calculs théoriques restituent de façon convaincante la structure nucléaire des noyaux fils dans les désintégrations  $\beta$ , telle qu'elle est déduite de l'analyse des processus d'émissions retardées. D'une manière générale, l'accord relativement bon des résultats expérimentaux et des calculs théoriques montre la robustesse du modèle en couches alors que l'on s'éloigne de la vallée de la stabilité. Cependant, les noyaux produits dans les désintégrations  $\beta$  comptent entre 11 et 14 protons et entre 10 et 12 neutrons. Ils occupent donc le milieu de la couche (2s,1d) et on ne peut pas tester ici la consistance de la fermeture des «couches magiques de nucléons».

Une comparaison globale des rapports d'embranchement obtenus expérimentalement et théoriquement peut être entreprise en considérant la somme des taux d'alimentation des états liés et non liés par rapport à l'émission d'un proton (et de deux protons dans le seul cas de  $^{26}\text{P}$ ). Ces deux sommes partielles correspondent aux valeurs de  $\mathcal{P}_\gamma$  et  $\mathcal{P}_p$  obtenues dans l'analyse des données de décroissance des noyaux. Suivant la procédure suivie par K. Muto *et al.* [22], les énergies seuils considérées sont obtenues en augmentant les énergies de séparation d'un et de deux protons de 300 keV. Cette valeur de 300 keV est arbitraire. Elle permet cependant de s'affranchir de la possible compétition entre les processus d'émission retardée de protons et de rayonnement  $\gamma$ . On définit ainsi trois régions correspondant aux états excités peuplés d'énergies inférieures à  $S_p + 300\text{ keV}$  (région I), comprises entre  $S_p + 300\text{ keV}$  et  $S_{2p} + 300\text{ keV}$  (région II) et supérieures à  $S_{2p} + 300\text{ keV}$  (région III). Les résultats expérimentaux sont comparés aux calculs théoriques de B. A. Brown [14] et de K. Muto *et al.* [22] dans le tableau 2.28. Les énergies de séparation prises en compte sont issues de la référence [10]. Elles sont données dans les tableaux 2.10, 2.16 et 2.21.

Dans le cas de  $^{21}\text{Mg}$ , les sommes des rapports d'embranchement reportées tiennent compte des corrections opérées sur les données brutes de l'analyse. Pour la région I,  $\mathcal{P}_\gamma$  tient ainsi compte de la correction de l'efficacité de détection du rayonnement  $\gamma$  à basse énergie, mais pas du phénomène d'empilement. Pour la région II,  $\mathcal{P}_\gamma$  tient compte des deux facteurs de correction dûs à la non-observation des transitions  $\beta-p$  de faibles intensités et de la surévaluation de l'efficacité de coïncidence.

La répartition expérimentale par régions du taux de peuplement des états dans la

Noyau	Somme des taux d'alimentation %			
	Référence	Région I	Région II	Région III
$^{21}\text{Mg}$	Expérience	74 (24)	26 (6)	
	B. A. Brown	68.6	31.4	
	K. Muto <i>et al.</i>	67.5	32.5	
$^{25}\text{Si}$	Expérience	65 (7)	35 (2)	
	B. A. Brown	57.1	42.9	
	K. Muto <i>et al.</i>	56.6	43.4	
$^{26}\text{P}$	Expérience	54 (12)	26 (1)	13 (1)
	B. A. Brown	69.0	20.2	10.8
	K. Muto <i>et al.</i>	68.0	19.4	12.6

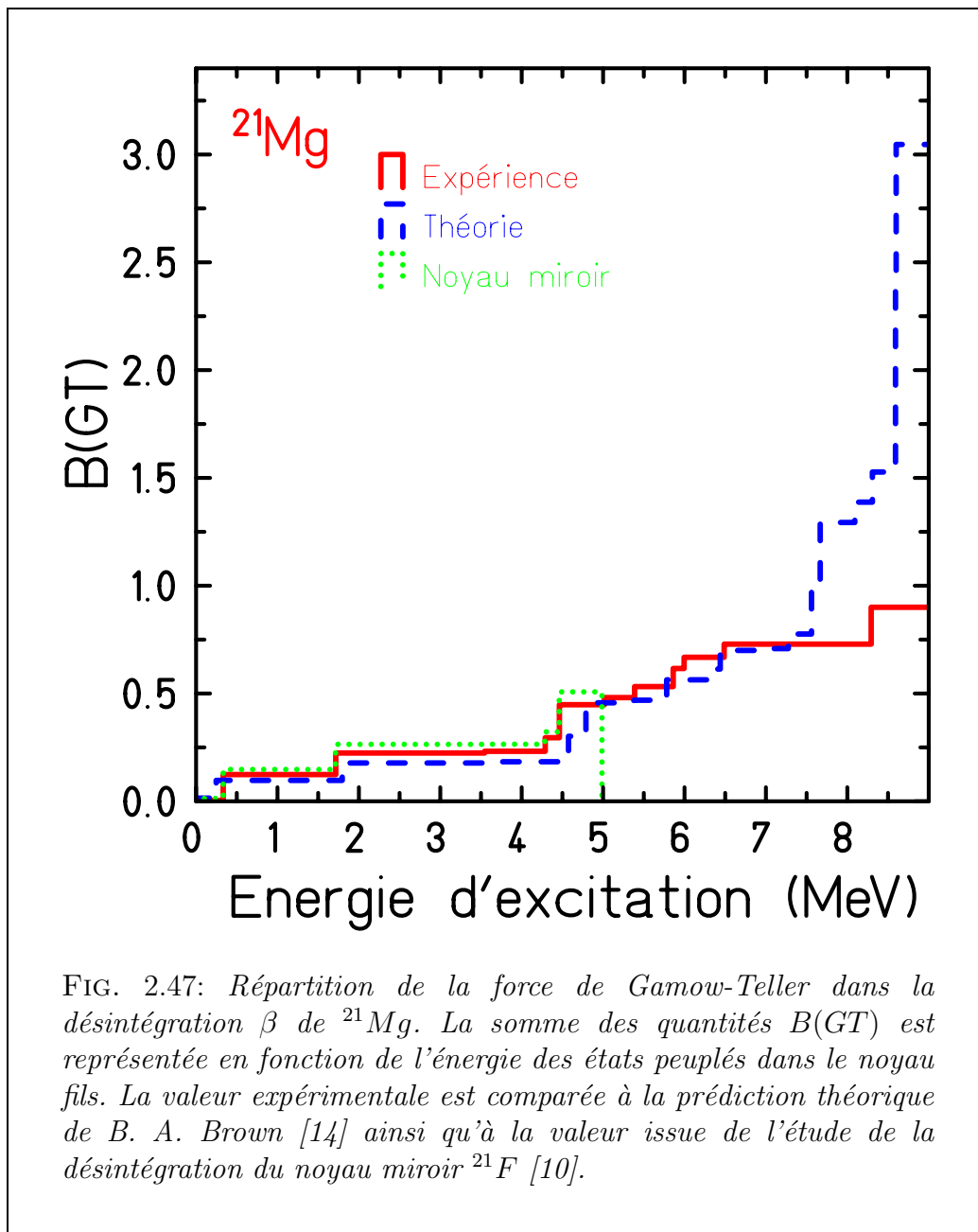
TAB. 2.28: Comparaisons des sommes des taux d'alimentation expérimentaux et théoriques vers les états liés par rapport à l'émission de protons (région I), non liés par rapport à l'émission d'un proton mais liés par rapport à l'émission de deux protons (région II) et non liés par rapport à l'émission de deux protons (région III) dans les désintégrations  $\beta$  des noyaux  $^{21}\text{Mg}$ ,  $^{25}\text{Si}$  et  $^{26}\text{P}$ .

décroissance  $\beta^+$  des noyaux  $^{21}\text{Mg}$ ,  $^{25}\text{Si}$  et  $^{26}\text{P}$  est en bon accord avec celle prédite théoriquement par B. A. Brown d'une part et par K. Muto *et al.* d'autre part. Cela prouve la fiabilité de la procédure d'analyse des données expérimentales de décroissance  $\beta - \gamma$  et  $\beta - (2)p$ . En particulier, les corrections apportées aux données de décroissance de  $^{21}\text{Mg}$  sont validées dans l'ensemble.

### 2.3.2 Répartition des forces de Fermi et de Gamow-Teller

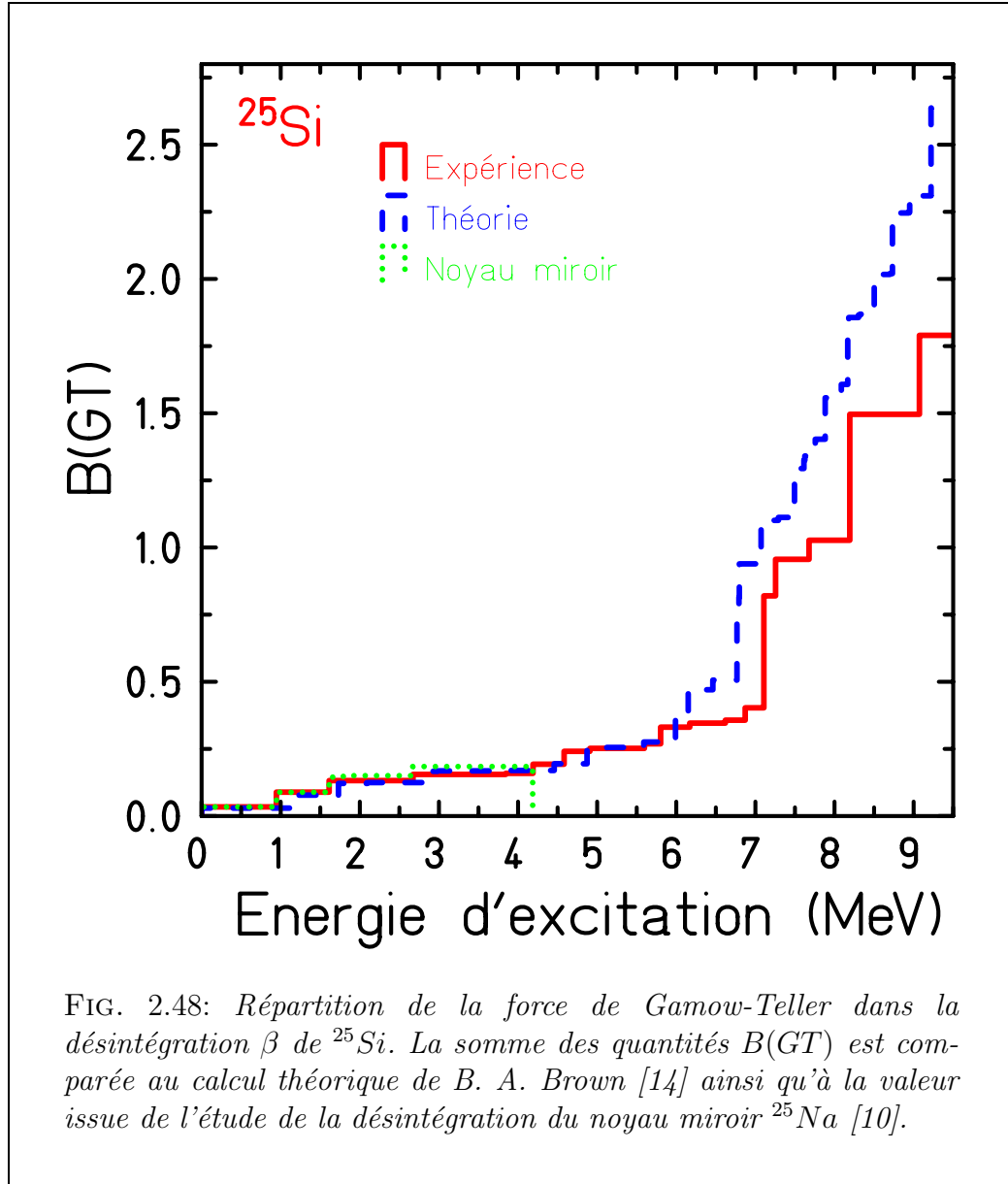
Le second aspect de la comparaison a trait à la répartition des forces responsables de la désintégration  $\beta$  dans le peuplement des états des noyaux fils. La partie dite de Fermi de l'interaction faible alimente les seuls états isobariques analogues. Ils sont repérés dans les figures par la donnée de l'isospin total  $T$  qui leur est associé. Dans le cas des noyaux  $^{25}\text{Si}$  et  $^{26}\text{P}$ , les résultats expérimentaux sont en très bon accord avec les calculs théoriques, ce qui est l'indice de la faible dépendance en isospin de la partie vectorielle de l'interaction nucléon-nucléon dans le noyau. Plus précisément, l'accord entre les valeurs de  $\log(ft)$  mesurées et calculées pour le peuplement de ces états analogues indique un faible couplage de ces états avec des états d'isospin identique ou différent. Les forces nucléaires ne conservant pas l'isospin n'induisent donc pas significativement de mélange de configuration d'isospin de l'état isobarique analogue des noyaux produits dans la désintégration  $\beta$ . Dans le cas de  $^{21}\text{Mg}$ , une semblable conclusion ne peut être déduite de l'analyse réalisée dans ce travail car la somme  $\mathcal{P}_p$  des rapports d'embranchement vers les états émetteurs proton de  $^{21}\text{Na}$  a fait l'objet d'une renormalisation utilisant la valeur théorique attendue pour l'alimentation de l'état isobarique analogue. La validité d'une telle procédure est du

moins confirmée par les résultats obtenus pour les deux autres noyaux étudiés. S'agissant de la partie de Gamow-Teller de l'interaction faible, elle conduit à l'alimentation de tous les autres états des noyaux fils. La comparaison des résultats expérimentaux aux calculs théoriques est donnée par la somme des valeurs de  $B(GT)$  déduites des quantités  $\log(ft)$ . Un aperçu global de la répartition de la force de Gamow-Teller est donné pour les trois noyaux dans les figures 2.47 à 2.49. A la différence des figures précédentes, on a reporté ici les résultats des calculs théoriques dans leur ensemble, c'est-à-dire en tenant compte de toutes les transitions, indépendamment de leur intensité.



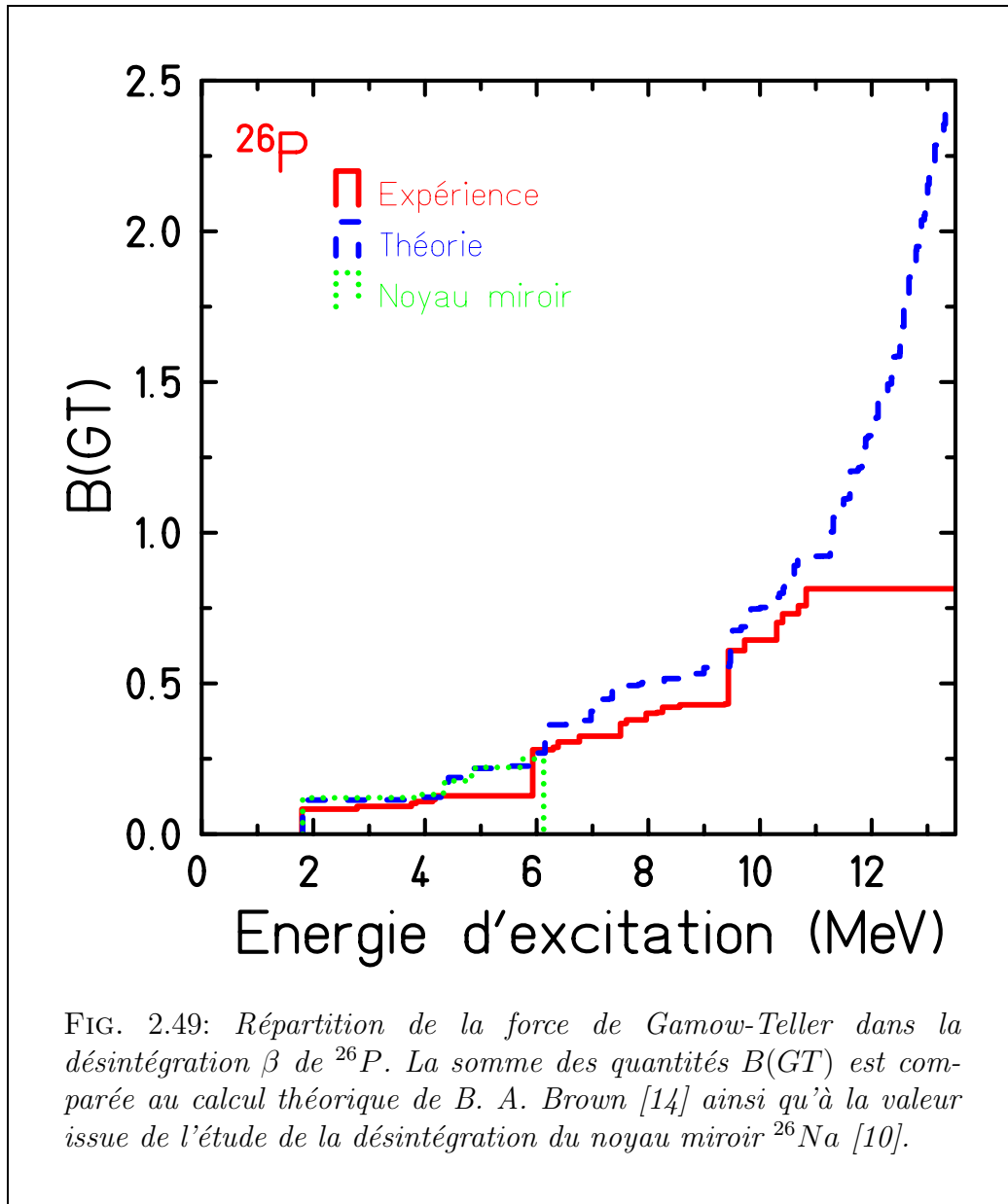
Dans le cas de  $^{21}\text{Mg}$ , l'accord est très satisfaisant jusqu'à une énergie d'excitation de

7.5 MeV. Au delà, les calculs théoriques prévoient le peuplement de plusieurs états excités dont la désintégration par émission retardée de protons n'a pas été observée expérimentalement. D'après la figure 2.44, B. A. Brown prédit ainsi l'existence



de trois états d'énergies d'excitation voisines de 7.6, 7.7 et 8.6 MeV peuplés chacun avec un rapport d'embranchement supérieur à 1 %. Par ailleurs, la comparaison des résultats expérimentaux avec ceux obtenus antérieurement par R. G. Sextro *et al.* nous a fait supposer l'existence de transitions  $\beta-p$  de faibles intensités, non-observables dans le spectre délivré par le détecteur E3 du fait de l'importance de la perte d'énergie du rayonnement  $\beta$ . On peut donc faire l'hypothèse que nombre de ces transitions sont issues d'états de forte énergie d'excitation, dont la désintégration multiple vers plusieurs des états excités de  $^{20}\text{Ne}$  explique qu'elles échappent à l'observation. L'accord des répartitions de la force de Gamow-Teller dans le peuplement des états émetteurs protons d'énergie d'excitation inférieure à 7.5 MeV valide

la correction de l'efficacité de coïncidence appliquée aux intensités des transitions  $\beta-p$  observées dans la décroissance de ce noyau.



Dans le cas de  $^{25}\text{Si}$ , l'accord est très satisfaisant jusqu'à une énergie d'excitation de 6 MeV. Au delà, de la même façon que précédemment, la divergence vient de ce que les calculs théoriques prévoient le peuplement de quelques états excités dont l'émission retardée de protons n'a pas été observée expérimentalement. Des rapports d'embranchement même faibles contribuent d'autant plus à la somme  $B(GT)$  qu'ils sont associés au peuplement d'états fortement excités. C'est ce qui explique l'écart entre les sommes expérimentales et théoriques.

S'agissant de  $^{26}\text{P}$ , l'accord entre les répartitions expérimentale et théorique est globalement satisfaisant jusqu'à une énergie d'excitation de 9.5 MeV. Au delà de cette

valeur, le calcul théorique prévoit le faible peuplement d'un grand nombre d'états excités. La désintégration de ceux-ci n'a pas été observée expérimentalement du fait de leur faible intensité.

Dans le détail, les différences des forces des transitions de type Gamow-Teller entre les résultats expérimentaux et les prédictions théoriques tiennent de la forte dépendance en isospin des éléments de matrice de ces transitions. L'effet des forces nucléaires ne conservant pas l'isospin est ici important et il est difficile à modéliser [25]. Il peut du moins être apprécié qualitativement en considérant la question de l'asymétrie miroir.

### 2.3.3 Asymétrie miroir

Les figures 2.47 à 2.49 permettent également de comparer la répartition expérimentale de la force de Gamow-Teller entre les états analogues des noyaux miroir de  $(^{21}\text{Ne}; ^{21}\text{Na})$ ,  $(^{25}\text{Mg}; ^{25}\text{Al})$  et  $(^{26}\text{Mg}; ^{26}\text{Si})$ . Les données concernant les noyaux miroir de ceux étudiés ici sont issues de la référence [10]. L'accord est satisfaisant dans le cas du couple  $(^{21}\text{Ne}; ^{21}\text{Na})$ , ce qui légitime les corrections apportées à l'efficacité de détection du rayonnement  $\gamma$  à basse énergie et à l'efficacité de coïncidence pour le rapport d'embranchement vers les états émetteurs proton. L'accord très satisfaisant dans le cas du couple  $(^{25}\text{Mg}; ^{25}\text{Al})$  donne du crédit à l'analyse de la décroissance  $\beta-\gamma$  de  $^{25}\text{Si}$  et aux rapports d'embranchements obtenus pour l'alimentation de l'état émetteur proton à  $2.8\text{ MeV}$  dans  $^{25}\text{Al}$ . Dans le cas du couple  $(^{26}\text{Mg}; ^{26}\text{Si})$ , la somme des valeurs de  $B(GT)$  pour les états analogues est identique, mais la répartition de la force de Gamow-Teller est différente. Ainsi, les transitions  $\beta^-$  dans la désintégration du  $^{26}\text{Mg}$  et alimentant les états excités de  $^{26}\text{Al}$  d'énergies comprises entre  $4.5\text{ MeV}$  et  $6\text{ MeV}$  n'ont pas d'analogues dans la désintégration  $\beta^+$  de  $^{26}\text{P}$ .

Une analyse plus fine de la différence des répartitions peut être obtenue en considérant les valeurs de  $\log(ft)^\pm$  associées aux transitions miroir. Elle permet une caractérisation des divergences en terme d'asymétrie miroir, par le biais du calcul du paramètre  $\delta = \log(ft)^+ / \log(ft)^- - 1$ . Les figures 2.50 et 2.51 présentent les schémas des décroissances  $\beta$  miroir peuplant les états analogues des couples précédents. La force de Gamow-Teller alimentant les états analogues apparaît plus importante pour le peuplement des états dans la désintégration  $\beta^-$  que dans la désintégration  $\beta^+$ . Cela se traduit par des valeurs de  $\log(ft)^-$  plus faibles que les valeurs correspondantes de  $\log(ft)^+$ . Cela induit un paramètre d'asymétrie miroir  $\delta$  supérieur à zéro pour la grande majorité de ces transitions miroir. C'est ce qui est mis en évidence dans le tableau 2.29 qui donne les valeurs du paramètre d'asymétrie pour les transitions miroir permises de type Gamow-Teller avec  $\log(ft)^\pm < 6$  exclusivement.

La grande incertitude pesant sur la détermination des rapports d'embranchement  $\beta^+$  vers les états des noyaux fils liés par rapport à l'émission de protons se traduit par une grande incertitude sur le calcul de la valeur du paramètre d'asymétrie qui leur est associée. Deux des valeurs «brutes» de  $\delta$  sont cependant anormalement élevées. Il s'agit des valeurs  $\delta = 110\%$  associées aux alimentations des deux états  $2_3^+$  et  $(3_2^+)$  d'énergies voisines de  $4\text{ MeV}$  dans les noyaux  $^{26}\text{Mg}$  et  $^{26}\text{Si}$ . Si on ne peut pas écarter



l'éventualité d'une réelle anomalie dans les peuplements miroir des états précédents, on peut cependant supposer que ces valeurs particulièrement élevées du paramètre d'asymétrie miroir révèlent une sous-estimation des rapports d'embranchement  $\beta^+$

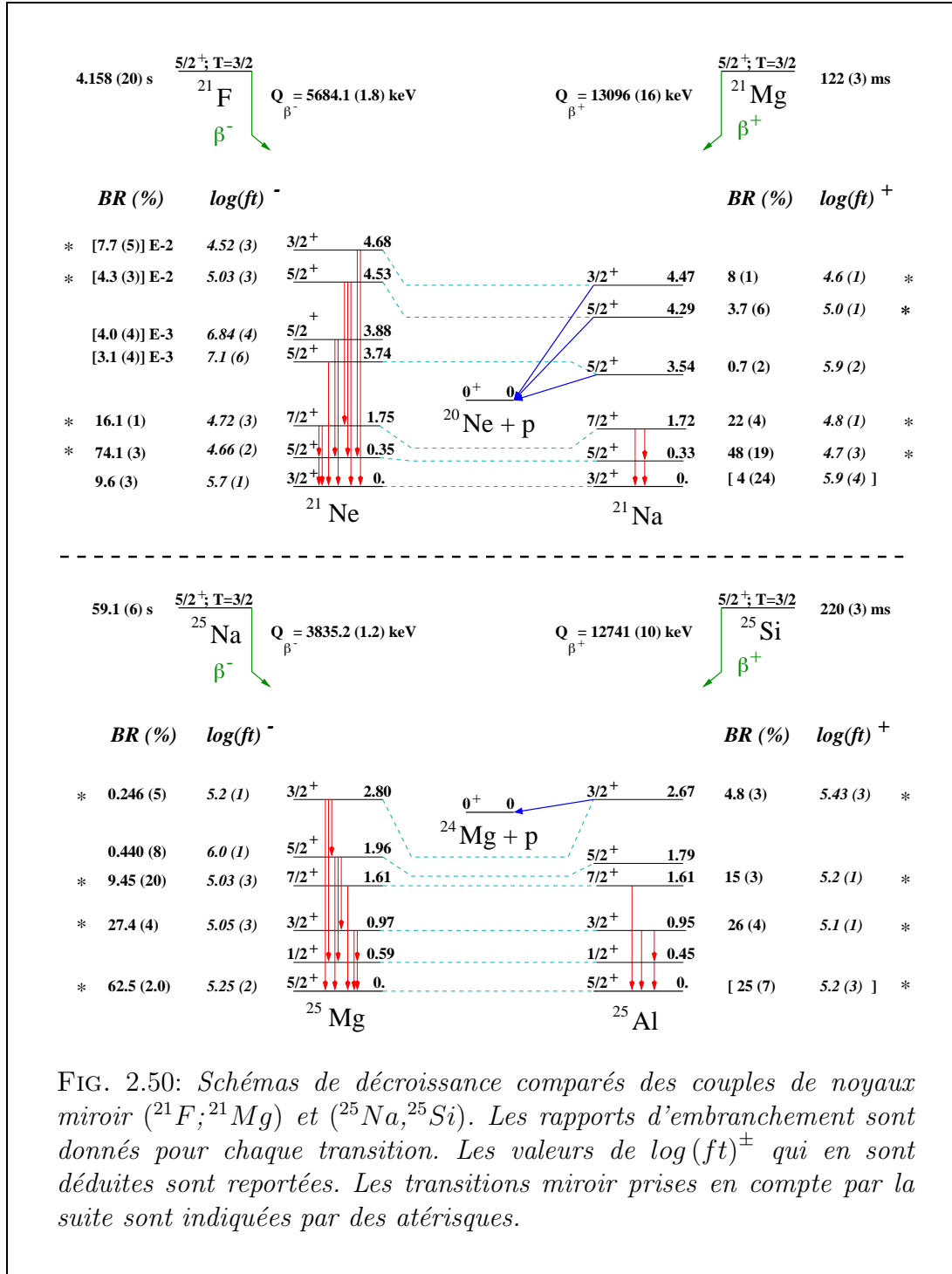


FIG. 2.50: Schémas de décroissance comparés des couples de noyaux miroir ( $^{21}\text{F}; ^{21}\text{Mg}$ ) et ( $^{25}\text{Na}, ^{25}\text{Si}$ ). Les rapports d'embranchement sont donnés pour chaque transition. Les valeurs de  $\log(ft)^\pm$  qui en sont déduites sont reportées. Les transitions miroir prises en compte par la suite sont indiquées par des atérisques.

vers les états de  $^{26}\text{Si}$  correspondants. Le taux d'alimentation du premier d'entre eux a été déterminé à l'aide de la seule mesure de l'intensité absolue de la raie  $\gamma$  à  $2342\text{ keV}$ . Il est vraisemblable que l'efficacité de détection du rayonnement  $\gamma$  à cette grande énergie ait été surévaluée. S'agissant du taux d'alimentation du second,

il a été identifié à la seule intensité absolue de la raie  $\gamma$  à  $1401\text{ keV}$ . Or d'après la référence [10], l'état analogue  $3_2^+$  à  $4.35\text{ MeV}$  dans le noyau  $^{26}\text{Mg}$  émet quatre raies  $\gamma$  distinctes vers les états d'énergies inférieures de ce noyau (voir la figure 2.51). L'une

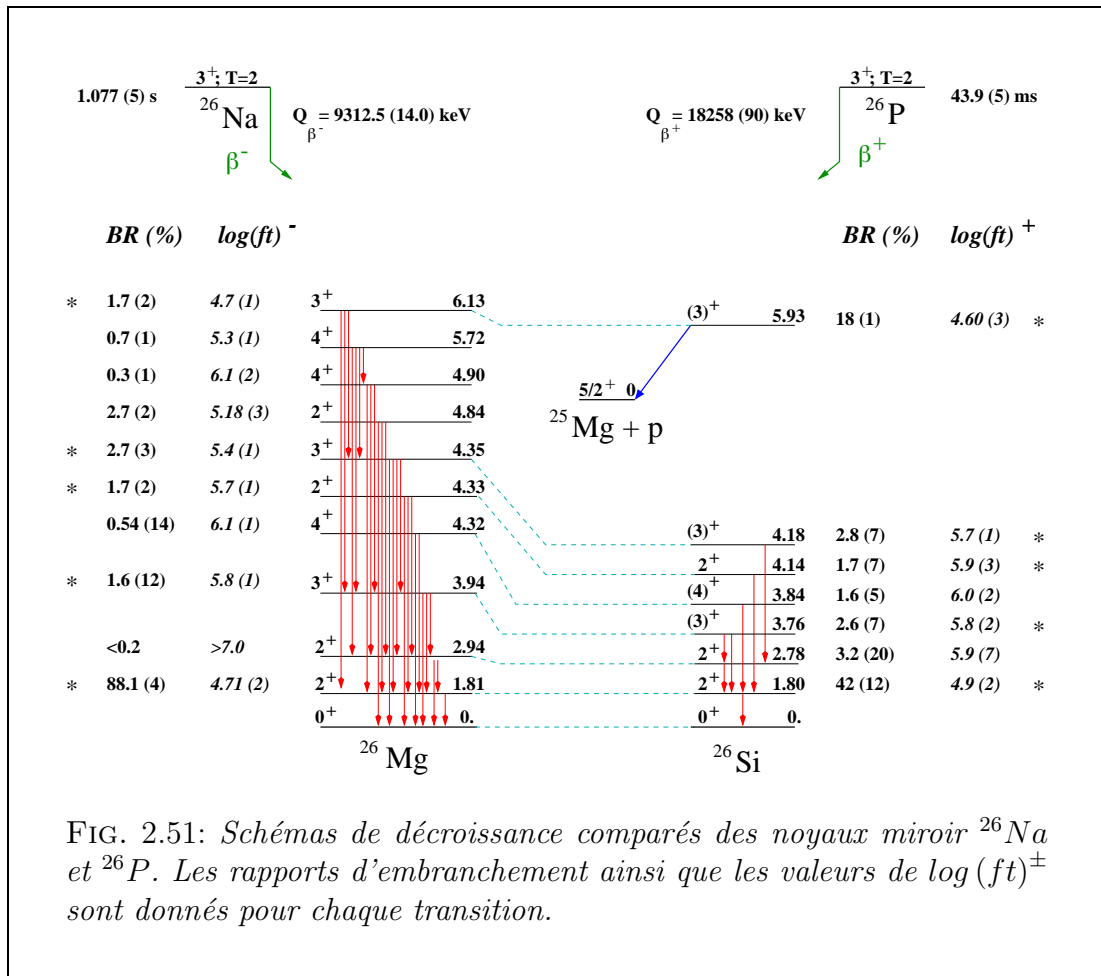


FIG. 2.51: Schémas de décroissance comparés des noyaux miroir  $^{26}\text{Na}$  et  $^{26}\text{P}$ . Les rapports d'embranchement ainsi que les valeurs de  $\log(ft)^{\pm}$  sont donnés pour chaque transition.

d'entre elle, à l'énergie de  $1411\text{ keV}$ , est l'analogue de la raie  $\gamma$  à  $1401\text{ keV}$  dont nous avons déterminé l'intensité. Elle est accompagnée, d'après la référence [10], d'une raie  $\gamma$  plus intense encore à l'énergie de  $2541.2\text{ keV}$ . L'analogue de cette dernière, attendue à l'énergie de  $2388\text{ keV}$ , n'a pas été observée dans la décroissance  $\beta-\gamma$  de  $^{26}\text{P}$ . Compte tenu de la petitesse de l'efficacité de détection du rayonnement  $\gamma$  à cette énergie, la non-observation de cette raie n'est pas surprenante. Sa non-prise en compte dans la déduction du taux d'alimentation de l'état ( $3_2^+$ ) à  $4.18\text{ MeV}$  dans le noyau  $^{26}\text{Si}$  permet néanmoins de justifier de la probable sous-estimation du rapport d'embranchement vers cet état.

Les paramètres d'asymétrie miroir caractérisant les deux premiers couples d'états miroir dans les noyaux  $^{25}\text{Na}$  et  $^{25}\text{Si}$  sont très faibles :  $0(40)$  et  $0(20)\%$ . Dans ce cas particulier, l'hypothèse de symétrie des processus de désintégration  $\beta^-$  et  $\beta^+$  dans les noyaux miroir de masse faible est validée.

Il reste à analyser les valeurs du paramètre d'asymétrie  $\delta$  pour les couples de transitions miroir dont le membre associé à la désintégration  $\beta^+$  alimente un état excité

non lié du noyau fils. Ces états sont repérés dans le tableau 2.29 à l'aide d'astérisques. Les valeurs de  $\delta$  correspondantes pour les couples de noyaux miroir ( $^{21}\text{F}$ ;  $^{21}\text{Mg}$ ) et ( $^{25}\text{Na}$ ;  $^{25}\text{Si}$ ) sont du même ordre de grandeur, en valeurs absolues, que celles obtenues dans l'étude des transitions peuplant les états liés par rapport à l'émission de protons des noyaux fils. Cela permet de supposer que le caractère non lié par rapport à l'émission de protons d'un état peuplé dans une décroissance  $\beta^+$  n'affecte pas son taux d'alimentation.

Les valeurs du paramètre d'asymétrie pour les couples d'états à près de 6 MeV dans

Couple	état peuplé ( $\beta^-$ )			$\delta$ (%)	état peuplé ( $\beta^+$ )		
	noyau	$J^\pi$	Energie		noyau	$J^\pi$	Energie
$(^{21}\text{F}; ^{21}\text{Mg})$	$^{21}\text{Ne}$ :	$\frac{5^+}{21}$	0.35	20 ( 70)	$^{21}\text{Na}$	$\frac{5^+}{21}$	0.33
		$\frac{7^+}{21}$	1.75	20 ( 30)		$\frac{7^+}{21}$	1.72
		$\frac{5^+}{24}$	4.53	-10 ( 20)		$\frac{5^+}{23}$	*4.29
		$\frac{3^+}{22}$	4.68	20 ( 20)		$\frac{3^+}{22}$	*4.47
$(^{25}\text{Na}; ^{25}\text{Si})$	$^{25}\text{Mg}$ :	$\frac{5^+}{21}$	0.00	0 ( 40)	$^{25}\text{Al}$ :	$\frac{5^+}{21}$	0.00
		$\frac{3^+}{21}$	0.97	0 ( 20)		$\frac{3^+}{21}$	0.95
		$\frac{7^+}{21}$	1.61	30 ( 40)		$\frac{7^+}{21}$	1.61
		$\frac{3^+}{22}$	2.80	48 ( 11)		$\frac{3^+}{22}$	*2.67
$(^{26}\text{Na}; ^{26}\text{P})$	$^{26}\text{Mg}$ :	$2_1^+$	1.81	50 ( 60)	$^{26}\text{Si}$ :	$2_1^+$	1.80
		$3_1^+$	3.94	10 ( 40)		$(3_1^+)$	3.76
		$2_2^+$	4.33	110 (160)		$2_3^+$	4.14
		$3_2^+$	4.35	110 ( 70)		$(3_2^+)$	4.18
		$3_3^+$	6.13	-24 ( 11)		$(3_3^+)$	*5.93

TAB. 2.29: Valeurs du paramètre d'asymétrie  $\delta$  pour les couples de transitions miroir de type Gamow-Teller permises de  $\log(ft)^\pm < 6$  dans les désintégrations  $\beta^\pm$  des couples de noyaux miroir ( $^{21}\text{F}$ ;  $^{21}\text{Mg}$ ), ( $^{25}\text{Na}$ ;  $^{25}\text{Si}$ ) et ( $^{26}\text{Na}$ ;  $^{26}\text{P}$ ) (voir les figures 2.50 et 2.51). Les états peuplés dans la décroissance  $\beta^+$  repérés par un astérisque sont des états excités non liés par rapport à l'émission de protons.

les noyaux miroir  $^{26}\text{Mg}$  et  $^{26}\text{Si}$  et à près de (4.53 – 4.29) MeV dans les noyaux miroir  $^{21}\text{Ne}$  et  $^{21}\text{Na}$  présentent la singularité d'être négatifs. On peut invoquer une anomalie dans les taux des transitions de type Gamow-Teller du fait de la structure nucléaire même de  $^{26}\text{Si}$  et  $^{21}\text{Na}$ . Pour le premier, la comparaison des valeurs de  $\log(ft)$  expérimentales et théoriques pour la désintégration  $\beta^+$  de  $^{26}\text{P}$  montre en effet un désaccord dans les répartitions attendues et observées de la force de Gamow-Teller entre les trois états ( $3^+$ ) de plus basse énergie d'excitation dans le noyau  $^{26}\text{Si}$  (voir la figure 2.46). L'état à 5.93 MeV dans ce noyau est alimenté à près de 18 % alors que les deux autres états à 4.18 et 3.76 keV le sont respectivement à hauteur de 2.9 et 2.7 %. La modélisation théorique ne rend pas compte de ce fort déséquilibre et elle prédit une alimentation de ces états de 8.23, 8.28 et 1.97 % respectivement (voir

la figure 2.46). On peut donc légitimement penser que l'état à  $5.93\text{ MeV}$  est anormalement alimenté dans la désintégration  $\beta^+$  de  $^{26}\text{P}$ . Cela peut expliquer la faible valeur de  $\log(ft)^+$  obtenue pour cette transition et la valeur négative du paramètre d'asymétrie  $\delta$  qui en découle.

Le même argument prévaut pour expliquer la trop faible alimentation de l'état à  $4.29\text{ MeV}$  peuplé à  $3.7\%$  dans  $^{21}\text{Na}$ . Le moment cinétique et la parité de cet état ( $J^\pi = \frac{5}{2}^+$ ) sont identiques à ceux de l'état à  $332\text{ keV}$  du même noyau qui est alimenté à hauteur de  $50\%$  dans la décroissance  $\beta$  de  $^{21}\text{Mg}$ . On peut supposer que, comme dans le cas précédent, une faible fraction de ce taux d'alimentation est prélevée du peuplement de l'état à  $4.3\text{ MeV}$ . Cette thèse est étayée par les calculs théoriques qui prédisent (voir la figure 2.45) une alimentation de ces deux états de  $40.38$  et  $6.61\%$  respectivement.

Si l'imprécision de la détermination des taux d'alimentation  $\beta^+$  des états excités liés par rapport à l'émission de protons ne permet pas de tirer de conclusion quantitative précise quant au degré d'asymétrie miroir pour les noyaux étudiés, l'analyse précédente donne quelques renseignements utiles. En premier lieu, l'ensemble des valeurs brutes les moins discutables du paramètre  $\delta$  laisse supposer un degré d'asymétrie voisin de  $20\%$  pour les noyaux étudiés et occupant le milieu de la couche  $(2s, 1d)$ . D'autre part, des valeurs très élevées du paramètre d'asymétrie  $\delta$  associées à certaines transitions miroir permettent de suspecter une sous-évaluation des taux de transition  $\beta^+$  vers les états correspondants. Le degré d'asymétrie miroir apparaît ici comme un bon indicateur de la fiabilité des mesures de rapports d'embranchement  $\beta^+$  vers les états excités de plus basse énergie. Enfin, on ne peut pas exclure l'existence de réelles anomalies dans le rapport des taux de transitions  $\beta^+$  et  $\beta^-$  vers des couples d'états miroir et la détermination du paramètre d'asymétrie miroir apparaît comme un révélateur sensible et puissant de semblables anomalies. Il est donc très important de réduire l'incertitude sur les mesures des taux d'alimentation vers les états de basses énergies d'excitation, de façon à pouvoir exploiter au mieux les valeurs du paramètre d'asymétrie qui en sont déduites.

## 2.4 Conclusion

Au regard des objectifs fixés, c'est-à-dire la production et l'étude des modes de décroissance des noyaux légers déficitaires en neutrons, la campagne expérimentale menée au GANIL de Caen a donné satisfaction. La méthode de production par fragmentation des noyaux d'intérêt ainsi que la ligne de séparation LISE 3 ont permis d'étudier des noyaux particulièrement instables et de courtes durées de vie dans de bonnes conditions : les taux de production des noyaux  $^{21}\text{Mg}$ ,  $^{25}\text{Si}$  et  $^{26}\text{P}$  sont compris entre  $50$  et  $300$  noyaux par seconde avec un taux de contamination inférieur à  $10\%$ .

L'utilisation de détecteurs à semi-conducteur standards a permis, du fait de la grande sélectivité de la ligne de séparation, une identification efficace et un comptage précis des noyaux produits. Ces mêmes détecteurs sont bien adaptés à la détection de protons d'énergie inférieure à  $8\text{ MeV}$ .

La détection du rayonnement  $\gamma$  apparaît comme le point faible de la procédure expérimentale dans la mesure où l'efficacité de détection est à la fois insuffisante et trop imprécise pour des énergies supérieures à  $2\text{ MeV}$ . En outre, le phénomène d'empilement dû à l'occurrence de transitions  $\gamma$  de très fortes intensités n'a pas pu être résolu correctement. La dépendance de la détection du rayonnement  $\gamma$  vis-à-vis du déclenchement de l'acquisition par les modes de décroissance  $\beta-p$  est enfin à l'origine de l'incompatibilité entre les mesures des intensités des processus  $\beta-p-\gamma$  déterminées à l'aide de l'analyse du spectre d'émission  $\beta-p$  d'une part et de l'analyse du spectre de rayonnement  $\gamma$  d'autre part.

La méthode d'établissement d'une corrélation temporelle entre les événements d'implantation et de radioactivité a rendu possible la détermination de la durée de vie de  $^{26}\text{P}$  ( $T_{1/2} = 43.9(5)\text{ ms}$ ). Elle devrait être semblablement efficace pour l'étude de noyaux de courtes durées de vie et faiblement produits.

La qualité d'ensemble de la méthode de production et des outils d'analyses a permis d'obtenir une représentation quasiment complète des schémas de décroissance  $\beta$ -retardés des noyaux  $^{25}\text{Si}$  et  $^{26}\text{P}$  pour lesquels le processus d'émission  $\beta-(2)p$  avoisine les 40%. Dans le cas de  $^{21}\text{Mg}$ , la non-observation des transitions  $\beta-p$  de faibles intensités marque les limites du dispositif expérimental et de la procédure d'analyse : l'acquisition simultanée de l'énergie cédée par les protons en même temps que du rayonnement  $\beta$  l'accompagnant pose le double problème du rapport de l'intensité du signal sur celui du bruit et de la qualité des ajustements des pics proton obtenus après conditionnement des spectres enregistrés. La contribution du rayonnement  $\beta$  au spectre en énergie proton est vraisemblablement la source principale de l'erreur sur la détermination de l'efficacité de coïncidence dans l'analyse de la décroissance  $\beta-p$  de ce noyau.

Les résultats des analyses menées offrent une image précise de la distribution des états excités peuplés dans les désintégrations  $\beta^+$  de  $^{21}\text{Mg}$ ,  $^{25}\text{Si}$  et  $^{26}\text{P}$ . La connaissance des états analogues dans les noyaux miroir permet de préciser certains des moments cinétiques totaux de ces états. C'est finalement la structure des noyaux produits dans la décroissance  $\beta^+$  qui est mise en lumière et qui peut être comparée à celle prédite par les modèles théoriques. La validité d'approches telles que le «modèle en couches» peut ainsi être testée aux limites d'existence des noyaux connus.

La détermination précise des rapports d'embranchement vers les états excités non liés par rapport à l'émission de protons permet de contraindre la modélisation des forces nucléaires ne conservant pas l'isospin, dont l'impact sur le calcul des éléments de matrice associés aux transitions de type Gamow-Teller est important. La mesure spécifique et pareillement précise du taux d'alimentation de l'état isobarique analogue permet d'estimer l'excès de masse atomique de noyaux particulièrement exotiques avec une précision meilleure que celle donnée par la plupart des modèles de masse.

La détermination des rapports d'embranchement vers les états liés par rapport à l'émission de protons peut, si elle gagne en précision, être déterminante pour l'étude du problème non résolu de l'asymétrie miroir. Cette question est fondamentale du point de vue de la compréhension de la dépendance en isospin des interactions faible et forte et elle mérite d'être prise en considération spécifiquement.

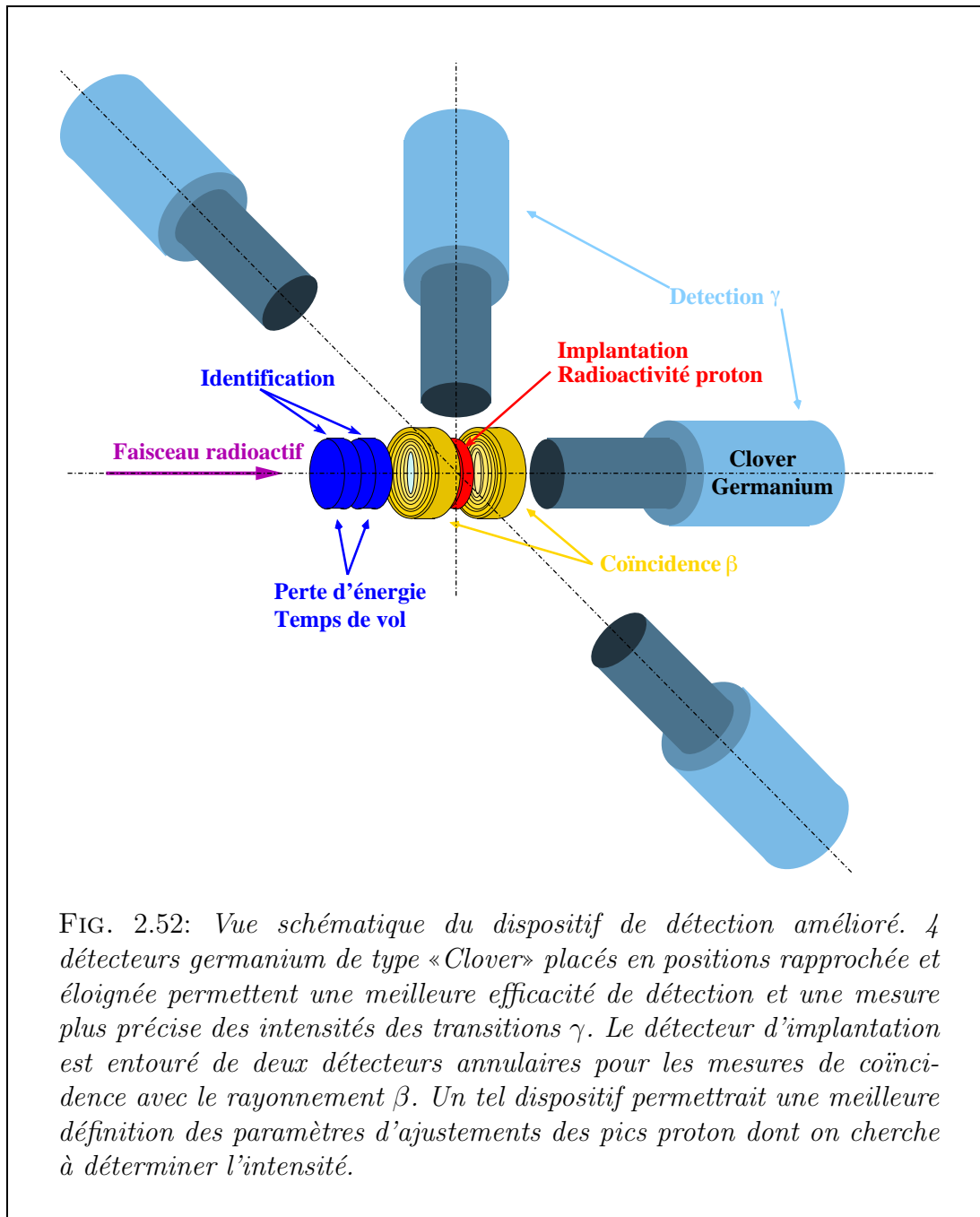
Nombre d'améliorations techniques concernant le mode de production des noyaux, le dispositif de détection utilisé au cours de cette campagne expérimentale ainsi que le traitement des données, sont envisageables. Elles permettraient de résoudre les difficultés rencontrées en matière de détermination des rapports d'embranchement et d'obtenir des mesures précises du paramètre d'asymétrie  $\delta$  dans les transitions miroir permises de type Gamow-Teller.

L'utilisation d'un faisceau primaire de soufre naturel ( $^{32}\text{S}$ ) associé à la même cible de carbone stable devrait assurer, d'après le résultat de simulations opérées à l'aide du programme LISE [6], un gain en production des noyaux de l'ordre de 40 %. Le gain ainsi obtenu en terme de statistique de comptage pourrait être investi partiellement dans l'optimisation du réglage de la ligne de séparation. De la sorte, le taux relatif de contamination pourrait être réduit.

L'analyse du rayonnement  $\gamma$  gagnerait en qualité par une meilleure détermination et un accroissement de l'efficacité de détection du système. Une solution consisterait à utiliser deux couples de détecteurs germanium standards, placés pour l'un en position rapprochée (grande efficacité de détection) et pour le second en position éloignée (grande précision sur les mesures d'intensité). L'utilisation du second ensemble de détecteurs germanium permettrait en outre de s'affranchir du phénomène d'empilement.

La précision obtenue dans la procédure d'ajustement des pics proton en conditionnant le spectre fourni par le détecteur central du dispositif peut gagner en précision en envisageant une implantation des noyaux au centre du détecteur à semi-conducteur et en remplaçant le détecteur E4 par deux détecteurs annulaires placés de part et d'autre du détecteur d'implantation. La possibilité d'établir des coïncidences  $\beta$  avec des secteurs plus ou moins excentrés de ces détecteurs permettrait en effet de choisir le meilleur compromis entre l'exigence statistique et l'importance de la contribution du rayonnement  $\beta$  au spectre en énergie des protons dans le détecteur central. L'erreur systématique sur la mesure des intensités induite par la procédure d'ajustement pourrait ainsi être diminuée de manière significative. Une telle procédure ne pourra être entreprise qu'à la condition de s'appuyer sur des données de simulations fiables.

La figure 2.52 présente une vue schématique d'un dispositif de détection prenant en compte les suggestions précédentes. Il a été testé avec succès lors d'une campagne expérimentale qui s'est déroulée au GANIL à Caen en octobre 2002.



# Chapitre 3

## Asymétrie miroir

Si l'on occulte la participation de forces ne conservant pas l'isospin dans l'interaction forte entre nucléons, on a de la structure du noyau, l'image d'une répartition en couches de nucléons différenciés par leur seule charge électrique. Cela permet de supposer qu'en première approximation la structure d'un noyau comptant  $N$  neutrons et  $Z$  protons est l'image miroir exacte de celle d'un noyau comptant symétriquement  $Z$  neutrons et  $N$  protons.

La description théorique de la radioactivité  $\beta$  est par ailleurs identique, qu'il s'agisse de la désintégration d'un proton ou de celle d'un neutron. Sous ces deux angles de vue, on s'attend à ce que la désintégration  $\beta^+$  d'un noyau  $X(N, Z)$  comptant un déficit de neutron ( $N < Z$ ) et la désintégration  $\beta^-$  du noyau miroir correspondant  $Y(Z, N)$  puissent être décrites de la même façon. En particulier, les taux de probabilité réduits  $(ft)^\pm$  associés aux transitions miroir devraient être identiques. Pour mesurer l'ensemble des effets masqués par l'approximation d'indépendance de charge des forces nucléaires, on fait donc appel assez naturellement au paramètre d'asymétrie miroir  $\delta$  défini comme suit :

$$\delta = \frac{(ft)^+}{(ft)^-} - 1 \quad (3.1)$$

Dans l'hypothèse d'indépendance de charge des interactions nucléaires, ce paramètre doit s'annuler pour deux transitions miroir. Ainsi toute déviation par rapport à zéro de ce paramètre traduit-elle la prédominance d'un des deux processus de désintégration par rapport à l'autre. L'enjeu le cas échéant est d'en comprendre la raison et, plus particulièrement, le degré d'implication de la partie dépendante de l'isospin dans les interactions nucléaires.

Le chapitre précédent a mis en évidence le phénomène de l'asymétrie miroir dans la désintégration  $\beta$  des couples de noyaux miroir ( $^{21}\text{Ne}; ^{21}\text{Na}$ ), ( $^{25}\text{Mg}; ^{25}\text{Al}$ ) et ( $^{26}\text{Na}; ^{26}\text{Si}$ ). Cette anomalie concerne en pratique tous les couples de noyaux miroir et on s'attachera dans le premier paragraphe à en dresser «l'état des lieux».

Dans le second paragraphe, les deux facteurs susceptibles d'être les responsables du phénomène de l'asymétrie miroir sont présentés. Le premier d'entre eux est le défaut de recouvrement des parties radiales des fonctions d'onde initiale et finale des nucléons. Il est dû à des effets d'énergie de liaison. Le second facteur est le mélange



de configurations d'isospin des états initiaux et finaux dans la désintégration. Les contributions correspondantes au paramètre d'asymétrie miroir sont notées par la suite  $\delta^{BIND}$  et  $\delta^{CONF}$  :  $\delta = \delta^{BIND} + \delta^{CONF}$ .

A ces effets d'origines structurelles sont ordinairement adjointes des réflexions portant sur la contribution de courants faibles dits de «seconde classe». Il n'en sera que peu fait mention ici. En matière d'asymétrie miroir en effet, l'importance de ces courants n'est pas clairement établie [26]. Une introduction sommaire aux courants de seconde classe dans l'interaction faible est donnée dans l'annexe A.

### 3.1 Asymétrie miroir dans les noyaux légers de nombre de masse $A \leq 40$

La comparaison des processus de désintégration  $\beta^+$  et  $\beta^-$  pour un couple de noyaux miroir ne peut généralement être établie que pour un faible nombre de transitions. En effet, la «fenêtre en énergie» ouverte dans la désintégration  $\beta^-$  est assez réduite du fait de la moindre exotieité des noyaux dont c'est l'unique mode de décroissance. D'autre part et s'agissant plus particulièrement de noyaux légers dont la densité d'état est faible à basse énergie d'excitation, la force de Gamow-Teller conduit au peuplement d'un petit nombre d'états.

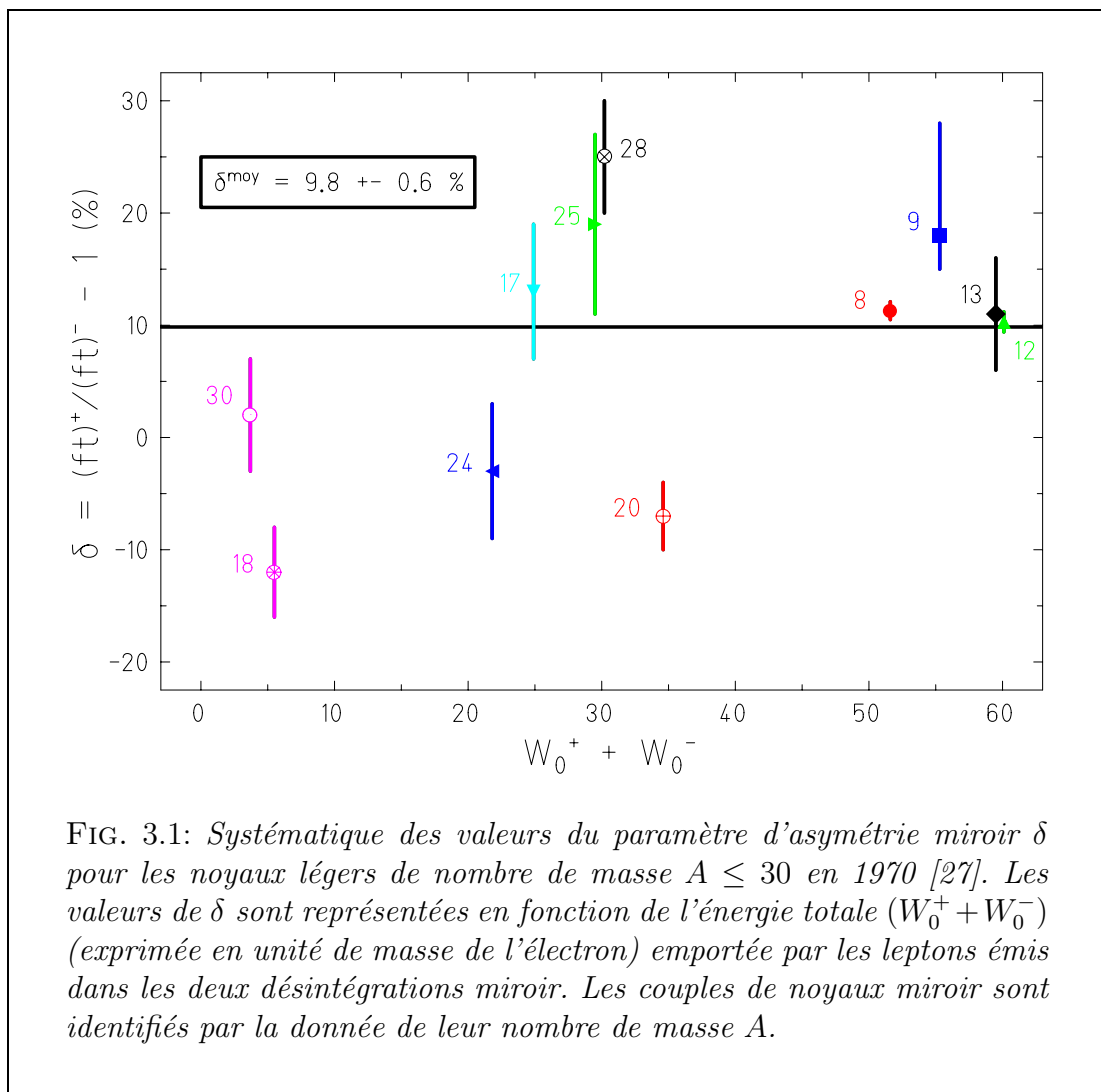
Le mode de calcul du paramètre d'asymétrie  $\delta$  est largement développé dans l'annexe B. Son obtention repose d'une part sur le calcul théorique des facteurs d'espace de phase  $f^\pm$  et d'autre part sur la détermination expérimentale des durées de vie partielles  $t_{1/2}^\pm$  associées à chaque transition. Le calcul du facteur d'espace de phase repose sur une paramétrisation dont la fiabilité est garantie par l'étude des transitions super-permises  $0^+ \rightarrow 0^+$  de type Fermi. L'incertitude pesant sur les valeurs de  $\delta$  est donc essentiellement due à la difficulté de déterminer la quantité  $t_{1/2} = T_{1/2}/B.R.$ , c'est-à-dire de mesurer avec précision les rapports d'embranchement associés aux transitions considérées ainsi que la durée de vie des noyaux émetteurs  $\beta$ . On peut cependant penser que l'étude d'un large échantillon de valeurs de  $\delta$  peut donner quelques indications sur l'origine de l'asymétrie miroir.

#### 3.1.1 Etablissement d'une première systématique

Historiquement, il faut attendre le début des années soixante et l'amorce du développement de lignes de production de faisceaux radioactifs pour que la désintégration  $\beta^+$  des noyaux légers et déficitaires en neutrons puisse être étudiée de manière intensive. Ce n'est que depuis lors qu'une comparaison a pu être opérée avec la désintégration  $\beta^-$  de leurs noyaux miroir moins exotiques.

Les motivations premières attachées aux expériences de spectroscopie  $\beta$  étaient alors principalement de deux ordres : d'une part tester la validité du modèle en couches alors que l'on s'éloigne de la ligne  $N = Z$  et d'autre part, avoir une image globale de la répartition de la force de Gamow-Teller dans la désintégration  $\beta$ . En conséquence de quoi, les noyaux les plus légers pour lesquels on pouvait encore espérer confronter les résultats expérimentaux aux calculs théoriques ont fait l'objet

de toutes les attentions. Compte tenu cependant des outils de détection disponibles à l'époque et de la relative complexité des modes de désintégration des noyaux les plus exotiques (l'émission retardée de particules notamment) il y eut d'abord relativement peu d'informations précises quant aux rapports d'embranchement associés aux désintégrations  $\beta$ . Faute enfin d'une observation systématique des transitions  $\gamma$  caractérisant la désexcitation des états de plus basse énergie peuplés dans les désintégrations, peu de données fiables concernant l'asymétrie miroir furent finalement disponibles à l'issue de près de dix années de spectroscopie  $\beta$ .



La première ébauche d'une systématique des valeurs expérimentales de  $\delta$  proposée en 1970 par D. H. Wilkinson [27] illustre bien les considérations précédentes. Elle est établie (voir la figure 3.1) pour onze couples de noyaux ou de transitions miroir dont il faut discuter un peu le détail. Le numéro atomique des noyaux radioactifs étudiés varie de  $A = 8$  à  $A = 30$  (on a donc à faire à des noyaux légers situés dans les couches 1p et (2s,1d)) et les incertitudes sur les valeurs de  $\delta$  sont parfois de l'ordre de grandeur de cette quantité ( $A = 9, 24, 30$ ). Seules neuf des onze valeurs de

l'asymétrie miroir proposées dans la figure 3.1 relèvent exactement de processus de désintégration symétriques ( $\beta^+$  et  $\beta^-$ ). Les valeurs de  $\delta$  obtenues pour les noyaux de nombre de masse  $A = 18$  et  $A = 30$  sont en effet déduites de désintégrations  $\beta^+$  successives. Les valeurs du paramètre d'asymétrie sont enfin parfois obtenues indirectement. Dans les cas  $A = 20$  et  $A = 25$ , les valeurs de  $\delta$  sont ainsi extraites au moyen d'une renormalisation des rapports d'embranchement par rapport au taux d'alimentation de l'état isobarique analogue. Toujours dans le cas  $A = 25$ , un rapport d'embranchement moyen et une somme des durées de vie partielles sont opérés sur un ensemble de transitions. Dans les cas  $A = 9$  et  $A = 13$  les valeurs exprimées de  $\delta$  s'appuient enfin sur des calculs théoriques.

En gardant à l'esprit les réserves précédentes, il reste qu'en moyenne le paramètre d'asymétrie miroir  $\delta$  déduit de la systématique établie par D. H. Wilkinson vaut  $\delta^{moy} = 9.8 (6) \%$  ce qui constitue bien une anomalie. Il semble en outre, d'après la figure 3.1, que le phénomène de l'asymétrie miroir est d'autant plus important que la somme des énergies disponibles dans les deux désintégrations est élevée. Cette observation conduit D. H. Wilkinson à opérer un ajustement linéaire sur l'échantillon des valeurs de  $\delta$  :

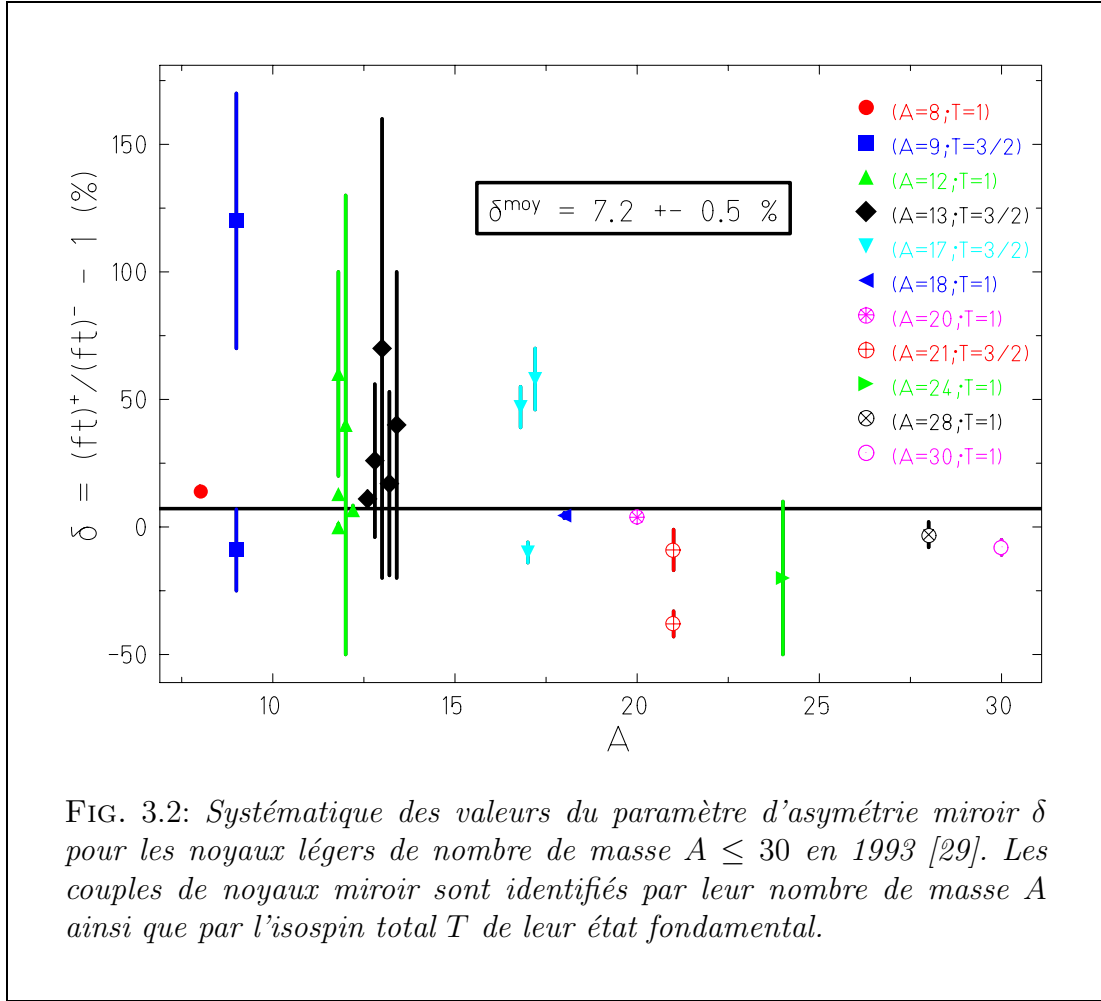
$$\delta = \frac{\left(ft_{\frac{1}{2}}\right)^+}{\left(ft_{\frac{1}{2}}\right)^-} - 1 = k * (W_0^+ + W_0^-) * .511 \quad (3.2)$$

Le coefficient de proportionnalité  $k$  calculé par D. H. Wilkinson vaut  $3.0 * 10^{-3} * .511 = 1.5 * 10^{-3} \text{ MeV}^{-1}$ . Sa valeur déduite l'année suivante [28] d'une réactualisation de la systématique précédente gagne pas moins d'un facteur 3 ( $k = 5.2 * 10^{-3} \text{ MeV}^{-1}$ ). Il convient donc d'être prudent quant à l'hypothèse d'une dépendance triviale du paramètre d'asymétrie  $\delta$  avec la somme des énergies disponibles dans les désintégrations miroir. Elle mérite cependant d'être mentionnée car elle marque le point de départ de la tentative d'explication du phénomène de l'asymétrie miroir par l'existence d'un courant tensoriel de seconde classe dans l'interaction faible.

### 3.1.2 Traitement de l'asymétrie miroir par les expérimentateurs

Depuis le début des années soixante-dix, les études de spectroscopie  $\beta$  ont été revues et corrigées pour fournir aux théoriciens un nombre croissant d'exemples de brisure de la symétrie miroir avec l'espoir qu'elle soit enfin comprise et correctement décrite. Au début des années quatre-vingt-dix, si la systématique des valeurs de  $\delta$  pour les transitions miroir permises de type Gamow-Teller s'est notablement enrichie depuis celle établie par D. H. Wilkinson (voir la figure 3.2), aucun modèle ne prédit de façon convenable la valeur de  $\delta$  associée à un couple de transitions miroir donné.

Quelques remarques liminaires doivent être faites à propos de cette nouvelle étude systématique : on dispose cette fois-ci de vingt-trois valeurs de  $\delta$ . Pour quatre couples de noyaux miroir ( $A = 9, 12, 13, 21$ ) on dispose de valeurs de  $\delta$  associées à au moins



deux couples de transitions miroir distincts. Nombre de résultats sont donnés avec une incertitude importante, ce qui traduit la difficulté rencontrée par l'expérimentateur lorsqu'il s'agit de mesurer précisément les rapports d'embranchement  $\beta$ . La valeur moyenne obtenue à partir de cette nouvelle systématique donne un paramètre d'asymétrie miroir moyen pour les noyaux légers  $\delta^{moy} = 7.2 (5) \%$ .

L'étude de l'asymétrie miroir dans les désintégrations  $\beta$  n'est pas seulement motivée par l'accroissement du volume d'information fourni aux théoriciens. Il est en effet parfois impossible de mesurer expérimentalement le taux d'alimentation  $\beta$  vers un état donné. C'est par exemple le cas rencontré dans notre étude de l'état fondamental des noyaux  $^{21}\text{Na}$  et  $^{25}\text{Al}$ . Le recours à la force de la transition miroir lorsqu'elle a été mesurée est alors une tentation forte. La question alors est de déterminer d'une manière ou d'une autre un facteur de correction arbitraire pour tenir compte de l'asymétrie miroir. Certains auteurs [30] portent une confiance suffisante quant à l'hypothèse d'une dépendance simple du paramètre  $\delta$  avec la somme des énergies disponibles dans les désintégrations miroir pour déduire la valeur de la durée de vie comparée  $ft_{\frac{1}{2}}^+$  de celle associée à la transition miroir :

$$\left(ft_{\frac{1}{2}}\right)^+ = \left(ft_{\frac{1}{2}}\right)^- (1 + \delta) = \left(ft_{\frac{1}{2}}\right)^- (1 + k [W_0^+ + W_0^-]) * .511 \quad (3.3)$$

où  $k = 5.2 * 10^{-3} \text{ MeV}^{-1}$  est le coefficient de proportionnalité qui apparaît dans l'équation 3.2. Il convient cependant d'être prudent dans l'utilisation de cette méthode, compte tenu de l'incertitude qui pèse sur l'importance réelle des courants de seconde classe. Une alternative consisterait à utiliser comme valeur de  $\delta$  dans l'équation précédente, la valeur moyenne du paramètre d'asymétrie obtenue pour des couples de noyaux miroir voisins en termes de structure, c'est-à-dire situés par exemple dans la même couche 1p ou (2s,1d) que le noyau peuplé.

### 3.1.3 Nouvelle systématique des valeurs du paramètre d'asymétrie $\delta$

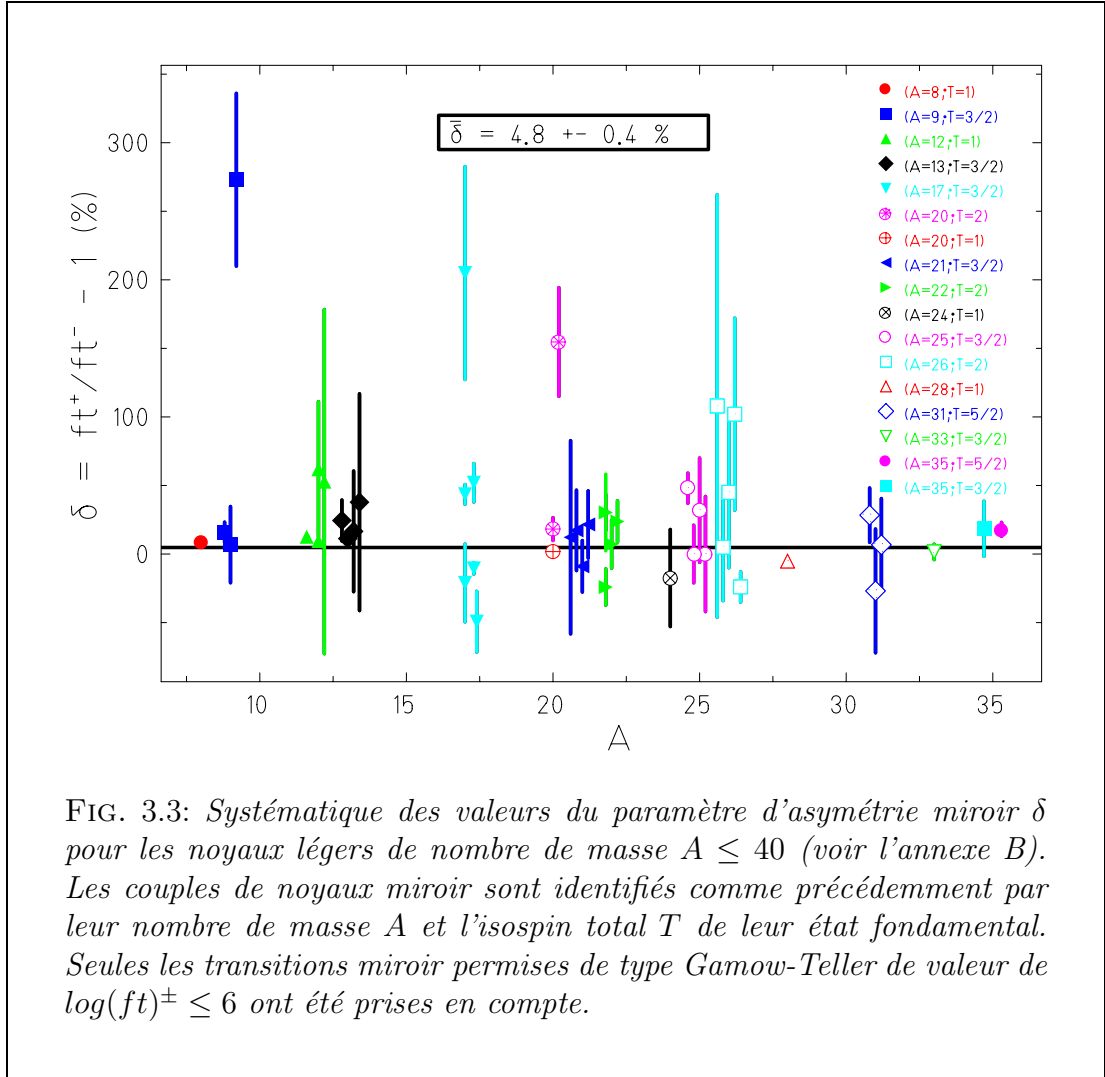
A l'heure actuelle, le problème de l'asymétrie miroir dans la désintégration  $\beta$  reste posé tant pour les théoriciens qui ne parviennent pas à l'expliquer de façon satisfaisante que pour les expérimentateurs dès lors qu'ils veulent s'appuyer sur l'hypothèse de relative indépendance de charge des interactions nucléaires. Par ailleurs, les valeurs du paramètre d'asymétrie  $\delta$  compilées dans la figure 3.2 présentent l'inconvénient d'être tirés de références différentes et donc de ne pas offrir la garantie d'un mode de détermination unique. Enfin, un certain nombre de données spectroscopiques récentes permettent d'étendre la compilation à des noyaux de masse plus élevée et de réactualiser certaines valeurs. C'est ce qui nous a encouragé à établir une nouvelle systématique des valeurs de  $\delta$  pour les couples de noyaux miroir de nombre de masse  $A \leq 40$ . Elle incorpore les données obtenues dans l'analyse de la décroissance des noyaux  $^{21}\text{Mg}$ ,  $^{25}\text{Si}$  et  $^{26}\text{P}$  exposée dans le second chapitre de ce travail. Toutes les informations relatives à l'établissement de cette étude systématique figurent dans l'annexe B qui donne en outre, des informations structurales sur les noyaux pris en compte ainsi que les schémas complets des désintégrations miroir dans ces noyaux. Ces informations nous seront utiles par la suite pour avancer des arguments en faveur de l'importance des effets d'énergie de liaison dans le phénomène de l'asymétrie miroir.

La figure 3.3 présente la réactualisation des données expérimentales disponibles. 46 valeurs de  $\delta$  sont reportées pour 17 noyaux miroir de nombre de masse variant de  $A = 8$  à  $A = 35$ . Le tableau ci-dessous donne les valeurs moyennes de  $\delta$  obtenues sur l'ensemble de l'échantillon, c'est-à-dire pour des noyaux dont le dernier nucléon occupe les couches 1p ( $A = 8, 9, 12, 13$ ) et (2s,1d) ( $A = 17, 20, 21, 22, 24, 25, 26, 28, 31, 33, 35$ ).

Noyaux miroir	Nombre de valeurs de $\delta$	$\bar{\delta}$ %	$\chi^2$
ensemble	46	4.8 (4)	8.4
couche 1p	18	11.3 (7)	5.8
couche (2s,1d)	28	0.1 (6)	4.1

TAB. 3.1: Valeurs moyennes du paramètre d'asymétrie miroir pour l'ensemble des noyaux de nombre de masse  $A \leq 40$  et suivant la couche occupée par le dernier nucléon.

Ces seules données montrent clairement que l'asymétrie miroir est surtout consé-



quente dans la couche 1p. La valeur moyenne de  $\delta$  obtenue pour les noyaux appartenant à la couche (2s,1d) est en effet compatible avec zéro. Cependant, le  $\chi^2$  associé à cette valeur moyenne est largement supérieure à 1, ce qui témoigne de la grande disparité des valeurs individuelles du paramètre d'asymétrie miroir.

L'apport des valeurs de  $\delta$  issues de l'analyse des données de spectroscopie  $\beta$  des noyaux  $^{21}\text{Mg}$ ,  $^{25}\text{Si}$  et  $^{26}\text{P}$  (voir l'annexe B) n'est pas significatif. La valeur moyenne de  $\delta$  obtenue pour la couche (2s,1d) sans ces valeurs demeure en effet égale à 0.1 (6)%.

### 3.2 Origines structurelles de l'asymétrie miroir

Les modèles théoriques s'attachant à la compréhension du phénomène de l'asymétrie miroir en termes d'effets de structure nucléaire font essentiellement appel aux deux considérations suivantes : le défaut de recouvrement des parties radiales des fonctions d'onde du proton et du neutron engagés dans les deux processus de désintégration  $\beta$  symétriques et le mélange de configurations d'isospin des états initiaux et finaux.

La non-conservation du courant axial-vectoriel dans les processus mettant en jeu l'interaction faible doit être à priori indépendante de la nature de la désintégration  $\beta$ . S'agissant de transitions miroir permises de type Gamow-Teller, le paramètre d'asymétrie  $\delta$  peut donc se réécrire d'après l'équation 1.2 (avec  $|\tau|^2 = 0$ ) :

$$\delta = \frac{\left(ft_{\frac{1}{2}}\right)^+}{\left(ft_{\frac{1}{2}}\right)^-} - 1 = \left|\frac{\sigma\tau_-}{\sigma\tau_+}\right|^2 - 1 = \left|\frac{\mathcal{M}_-}{\mathcal{M}_+}\right|^2 - 1 \quad (3.4)$$

où  $\sigma\tau$  désigne l'opérateur associé aux transitions de type Gamow-Teller. L'équation 3.4 montre que tous les efforts peuvent et doivent porter sur le calcul de l'élément de matrice  $\mathcal{M}_{\pm} = \langle f|\sigma\tau_{\pm}|i\rangle$ . Celui-ci peut se réécrire [31] :

$$\mathcal{M}_{\pm} = \Sigma_{j_1 j_2} A_{\pm}(j_1, j_2) \langle j_2 || \sigma || j_1 \rangle_{\pm} \quad (3.5)$$

où les coefficients  $A_{\pm}(j_1, j_2)$  dépendent des caractéristiques quantiques  $(j_1, j_2)$  des états initiaux et finaux et où l'élément de matrice réduit  $\langle j_2 || \sigma || j_1 \rangle_{\pm}$  est proportionnel à l'intégrale du produit des parties radiales des fonctions d'onde du proton et du neutron engagés dans la transition :

$$\langle j_2 || \sigma || j_1 \rangle_{\pm} \propto \Omega_{j_1 j_2}^{\pm} = \int_0^{+\infty} R_{j_1}^{\pm}(r) R_{j_2}^{\pm}(r) r^2 dr \quad (3.6)$$

Le défaut de recouvrement des fonctions d'onde apparaît dans le terme  $\Omega_{j_1 j_2}^{\pm}$  et le mélange de configurations d'isospin dans  $A_{\pm}(j_1, j_2)$ .

### 3.2.1 Défaut de recouvrement

Les désintégrations  $\beta$  concernent le «dernier» neutron du noyau qui émet un électron et le «dernier» proton du noyau qui émet un positon. Ces deux nucléons sont caractérisés par les mêmes nombres quantiques, c'est-à-dire qu'ils occupent des couches identiques dans les deux noyaux miroir. Cependant, le proton est sensible au potentiel coulombien répulsif dû à la présence des autres protons du noyau. Il est donc naturellement moins lié que le neutron dont il est l'image miroir. De la même façon, le proton et le neutron issus des désintégrations miroir occupent des états quantiques similaires dans le ou les noyaux fils mais le proton sera systématiquement moins lié que le neutron dont il est l'image miroir. Cet effet dû au potentiel coulombien du noyau se traduit par des énergies de séparation plus faibles pour le dernier proton que pour le dernier neutron dans les noyaux miroir de même que dans le ou les noyaux fils issus de leur désintégration. Le tableau 3.2 élaboré à partir des données de la référence [32] donne les valeurs de ces énergies de séparation pour chaque couple de noyau miroir considéré.  $S_n^-$  et  $S_p^+$  désignent respectivement les énergies de séparation du dernier neutron du noyau émetteur  $\beta^-$  et du dernier proton du noyau émetteur  $\beta^+$ .  $S_p^-$  et  $S_n^+$  désignent quant à eux les énergies de séparation du dernier proton (neutron) du ou des noyaux fils.

En moyenne, le dernier proton du noyau émetteur  $\beta^+$  possède une énergie de liaison voisine de  $1.5 \text{ MeV}$  et il est moins liés que le dernier neutron du noyau miroir

Désintégration	$\beta^-$ $n \longrightarrow p$		$\beta^+$ $n \longleftarrow p$	
	$S_n^-$ (MeV)	$S_p^-$ (MeV)	$S_n^+$ (MeV)	$S_p^+$ (MeV)
( $A = 8; T = 1$ )	2033 (0)	17255 (1)	18899 (1)	138 (1)
( $A = 9; T = \frac{3}{2}$ )	4064 (2)	16888 (1)	18577 (1)	1296 (2)
( $A = 12; T = 1$ )	3370 (2)	15957 (0)	18722 (1)	601 (1)
( $A = 13; T = \frac{3}{2}$ )	4878 (2)	17533 (1)	20064 (1)	1516 (10)
( $A = 17; T = \frac{3}{2}$ )	5884 (15)	13781 (3)	16800 (8)	1484 (51)
( $A = 20; T = 1$ )	6601 (0)	12843 (0)	16864 (1)	2195 (7)
( $A = 20; T = 2$ )	7608 (3)	10640 (3)	14155 (14)	2647 (30)
( $A = 21; T = \frac{3}{2}$ )	8102 (2)	13003 (0)	17100 (7)	3222 (18)
( $A = 22; T = 2$ )	5230 (13)	15266 (2)	19380 (16)	20 (100)#
( $A = 24; T = 1$ )	6959 (0)	11693 (0)	16532 (1)	1871 (4)
( $A = 25; T = \frac{3}{2}$ )	9011 (1)	12064 (2)	16932 (4)	3409 (11)
( $A = 26; T = 2$ )	5616 (14)	14146 (1)	19041 (10)	0 (90)#
( $A = 28; T = 1$ )	7725 (0)	11585 (0)	17180 (0)	2066 (4)
( $A = 31; T = \frac{5}{2}$ )	7153 (25)	14366 (14)	19580 (200)#	440 (280)#
( $A = 33; T = \frac{3}{2}$ )	10104 (1)	9570 (0)	15744 (7)	3340 (31)
( $A = 35; T = \frac{3}{2}$ )	6986 (0)	6371 (0)	12741 (3)	78 (20)
( $A = 35; T = \frac{5}{2}$ )	8371 (5)	11578 (5)	17760 (300)#	1370 (31)#
ensemble	6453 (35)	13208 (16)	17420 (360)	1510 (440)

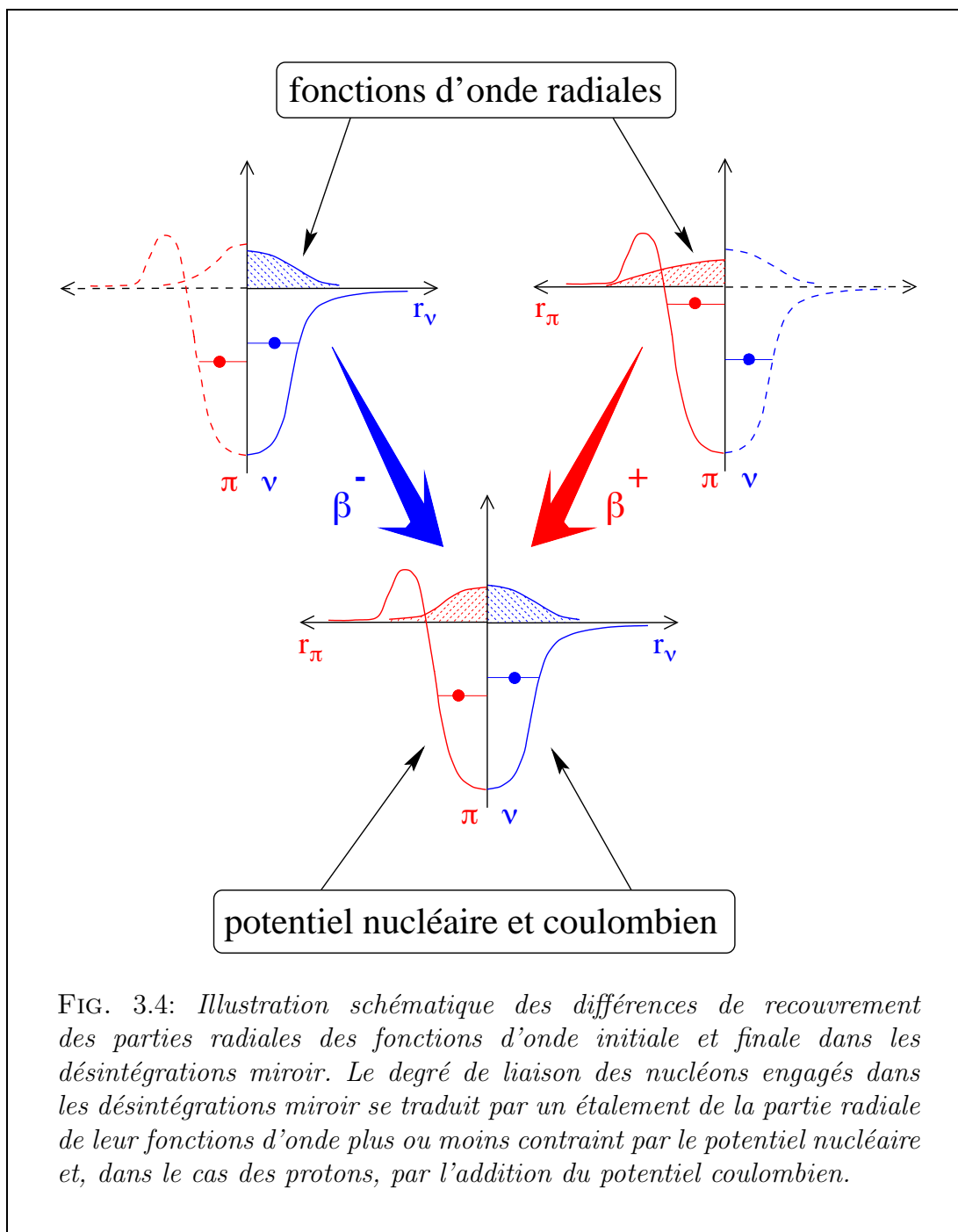
TAB. 3.2: *Energies de séparation (exprimées en MeV) des derniers nucléons des noyaux miroir. Les valeurs suivies du symbole # sont le fruit d'évaluations. L'énergie de séparation d'un proton  $S_p^+$  pour le couple ( $A = 26; T = 2$ ) est tirée de l'analyse de la décroissance de  $^{26}\text{P}$  réalisée dans ce travail. La dernière ligne du tableau correspond aux valeurs moyennes des énergies de séparation individuelles de l'ensemble des noyaux considérés.*

émetteur  $\beta^-$  de près de 5 MeV. Cela se traduit par une plus grande extension de la partie radiale de la fonction d'onde du proton au regard de celle du neutron. De la même façon, l'énergie de séparation du dernier neutron produit dans la désintégration  $\beta^+$  est supérieure de près de 4 MeV en moyenne à celle du dernier proton produit dans la désintégration miroir. Cependant, les derniers nucléons produits



dans les désintégrations ont en moyenne une énergie de liaison supérieure à  $13 \text{ MeV}$ . L'étalement de la partie radiale de leurs fonctions d'onde est ainsi contraint de manière sensiblement identique.

La figure 3.4 donne une illustration de cette situation «moyenne». Les derniers nucléons participant aux désintégrations miroir sont symbolisés par des particules



prisonnières de puits de potentiel dont l'allure pour le dernier neutron est celle d'un potentiel nucléaire de type Wood-Saxon et pour le proton celle d'un potentiel de type Wood-Saxon auquel s'ajoute une barrière coulombienne répulsive. L'étalement

des fonctions d'onde radiales des nucléons initiaux et finaux est représenté schématiquement et le degré de leur recouvrement peut être envisagé comme la partie commune obtenue dans la superposition des surfaces hachurées.

La figure 3.4 indique clairement que le recouvrement des fonctions d'onde initiales et finales est plus faible dans le cas de la désintégration  $\beta^+$  que dans le cas de la désintégration  $\beta^-$ . En reprenant les notations précédentes, cela revient à écrire  $\Omega_{j_1 j_2}^+ < \Omega_{j_1 j_2}^-$ . L'élément de matrice  $\mathcal{M}_\pm$  étant proportionnel à  $\Omega_{j_1 j_2}^\pm$ , en supposant que l'effet dû au défaut de recouvrement n'est pas compensé par des effets liés aux caractéristiques quantiques des états initiaux et finaux, on en déduit que  $\mathcal{M}_+ < \mathcal{M}_-$  et par conséquent que  $(ft_{\frac{1}{2}})^+ > (ft_{\frac{1}{2}})^-$ , c'est-à-dire que  $\delta > 0$ .

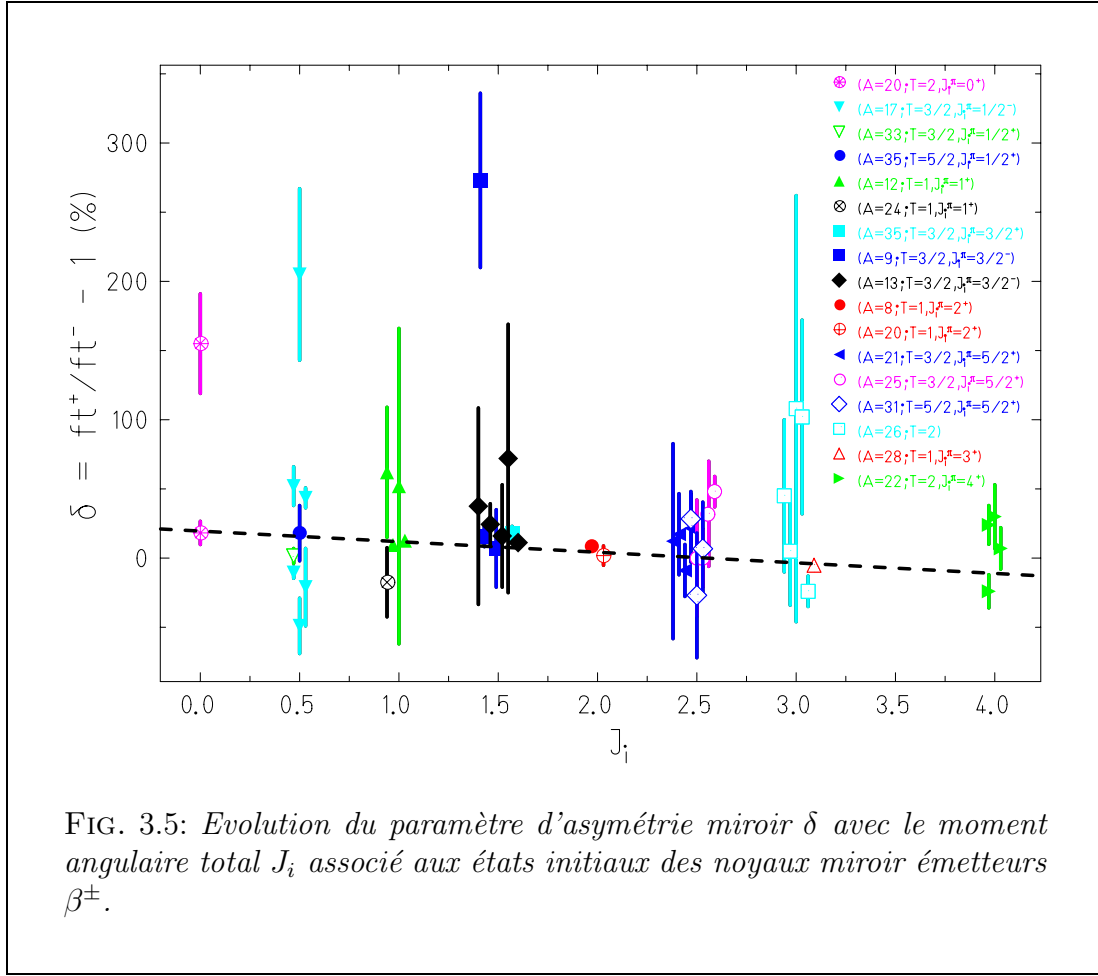
De manière très schématique, le phénomène de l'asymétrie miroir semble donc pouvoir être compris (au moins qualitativement) comme étant dû à la plus faible liaison du dernier proton du noyau émetteur  $\beta^+$ .

Le fait d'avoir à notre disposition un large échantillon de valeurs du paramètre d'asymétrie  $\delta$  nous encourage à tenter de valider l'assertion précédente en considérant les observables caractérisant le degré de liaison des nucléons qui sont transformés dans les désintégrations miroir.

La plus simple d'entre elles est le moment angulaire total  $J_i$  associé à l'état fondamental des noyaux miroir. Puisque seuls les protons sont sensibles à l'interaction coulombienne, on peut penser en effet qu'un accroissement de la hauteur de la barrière coulombienne liée à une augmentation de la valeur de  $J_i$  (c'est en fait la barrière centrifuge qui augmente alors) doit se traduire par une réduction de l'étalement de la partie radiale de la fonction d'onde du proton donnant lieu à la désintégration  $\beta^+$ .

Une représentation du paramètre d'asymétrie miroir  $\delta$  en fonction du moment angulaire total associé aux états fondamentaux des noyaux miroir est donnée par la figure 3.5. La figure montre que l'asymétrie miroir est d'autant moins prononcée que le moment angulaire associé aux états initiaux est élevé. On peut donc supposer que la hauteur de la barrière de potentiel est un facteur important pouvant contribuer à limiter l'étalement de la partie radiale de la fonction d'onde du proton qui se désintègre suivant le processus  $\beta^+$ . L'effet de cette limitation est d'accroître le taux de recouvrement des parties radiales des fonctions d'onde du proton et du neutron dans la désintégration  $\beta^+$ , c'est-à-dire d'augmenter la valeur de  $\Omega_{j_1 j_2}^+$ .  $\delta$  étant inversement proportionnel à  $\mathcal{M}_+$ , donc à  $\Omega_{j_1 j_2}^+$ , la valeur du paramètre d'asymétrie  $\delta$  est diminuée à mesure que la hauteur de la barrière augmente avec  $J_i$ .

Dans l'étude précédente, on ne s'est pas intéressé aux nucléons issus des désintégrations miroir au prétexte qu'ils sont suffisamment liés pour que des modifications de la hauteur de la barrière coulombienne et centrifuge n'ait pas d'incidence sur l'étalement de la partie radiale de leurs fonctions d'onde. Or en réalité, les désintégrations peuvent conduire au peuplement d'états excités dans les noyaux fils. Si l'énergie d'excitation est voisine de l'énergie de séparation du dernier nucléon dans le noyau fils, l'argument utilisé précédemment ne vaut plus et il paraît nécessaire de trouver une autre observable qui rende compte aussi bien que possible du recouvrement des parties radiales des fonctions d'onde des nucléons initiaux et finaux. Avec les notations utilisées dans le tableau 3.2, on peut définir deux quantités  $R^+$  et  $R^-$

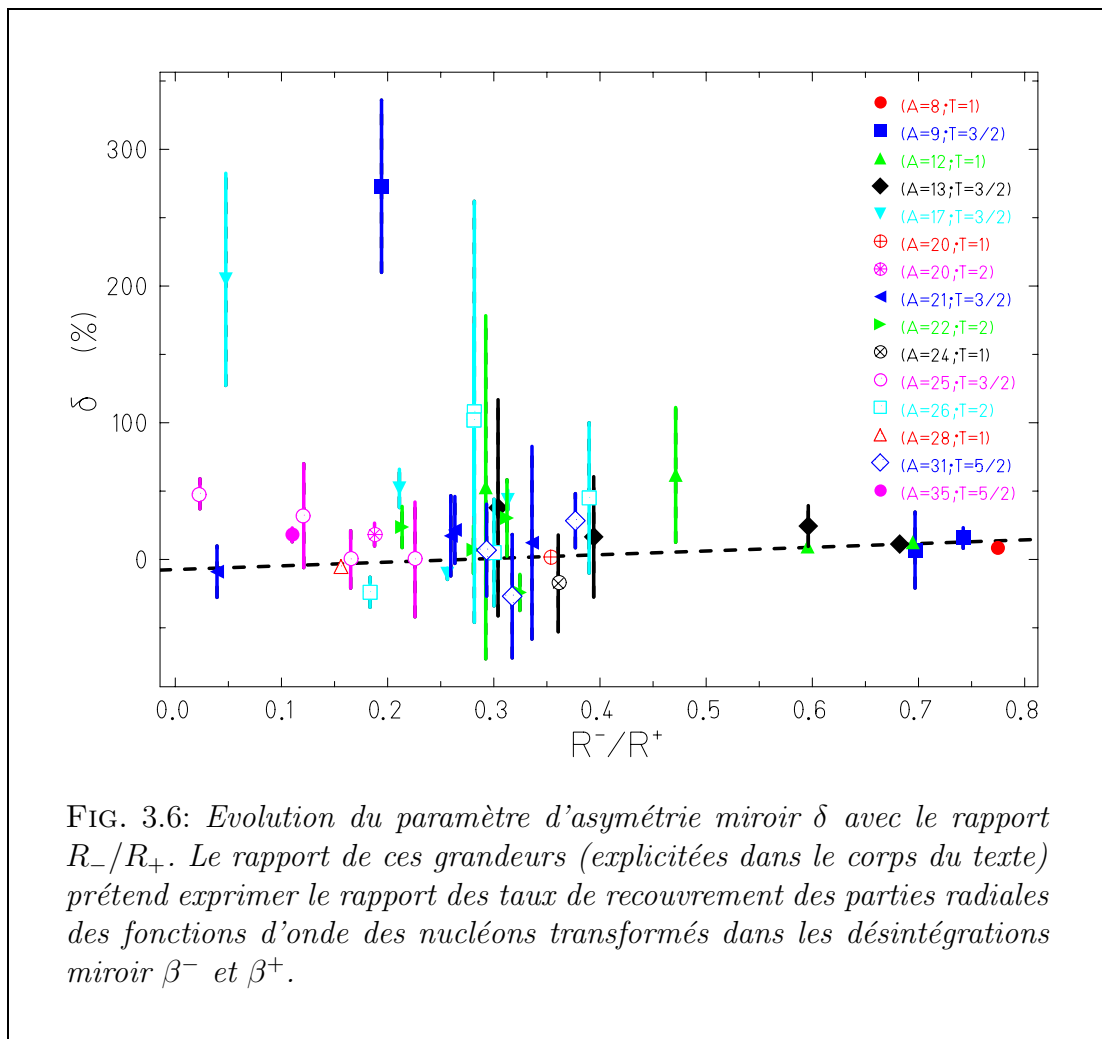


exprimant la différence des énergies de liaison entre le proton (neutron) dans l'état initial et le neutron (proton) dans l'état final pour les désintégrations miroir  $\beta^+$  et  $\beta^-$ :

$$\begin{cases} R_+ = S_p^+ - S_n^+ + E_+^* \\ R_- = S_n^- - S_p^- + E_-^* \end{cases} \quad (3.7)$$

où  $E_+^*$  et  $E_-^*$  sont les énergies d'excitation des états peuplés dans les transitions  $\beta^+$  et  $\beta^-$  respectivement. Si on fait l'hypothèse que le rapport des intégrales de recouvrement  $\Omega_{j_1 j_2}^- / \Omega_{j_1 j_2}^+$  diminue en tendant vers l'unité à mesure que la différence des énergies de liaison  $R_\pm$  diminue, c'est-à-dire lorsque le rapport  $R_- / R_+$  diminue, alors le paramètre d'asymétrie  $\delta$  qui est proportionnel à  $\Omega_{j_1 j_2}^- / \Omega_{j_1 j_2}^+$  doit être d'autant plus important que le rapport  $R_- / R_+$  est grand.

La figure 3.6 donne une représentation des valeurs du paramètre d'asymétrie obtenu expérimentalement en fonction du rapport  $R_- / R_+$ . 39 couples de transitions miroir ont été pris en compte après une sélection visant à éliminer les transitions pour lesquelles le rapport  $R_- / R_+$  est négatif. En se reportant aux valeurs des différentes quantités qui entrent dans la définition de  $R_\pm$ , on constate que ces cas de figures correspondent à des transitions  $\beta^-$  pour lesquelles le dernier neutron du noyau se



trouve être plus lié que le proton en lequel il se désintègre. Il semble trop périlleux de chercher à analyser ces cas particuliers en termes de recouvrement de la partie radiale de leurs fonctions d'onde et, comme ils sont rares, on a préféré les ignorer. Le comportement du paramètre d'asymétrie est bien celui attendu : on observe une dépendance de  $\delta$  avec le rapport  $R_-/R_+$  exprimée abusivement sous la forme d'un ajustement linéaire. Celui-ci n'a pas d'autre sens que d'illustrer la responsabilité du défaut de recouvrement (envisagé ici en terme de différence d'énergie de liaison) dans le phénomène de l'asymétrie miroir. En vérité, il y a peu de chance pour que les intégrales de recouvrement  $\Omega_{j_1 j_2}^\pm$  soient simplement inversement proportionnelles aux quantités  $R^\pm$ . Du seul point de vue qualitatif, la figure 3.6 indique également que les valeurs les plus élevées de la quantité  $R_-/R_+$  sont obtenues pour les transitions miroir dans les noyaux de la couche 1p. Cela traduit le fait que le défaut de recouvrement des fonctions d'onde initiale et finale est plus accentué pour ces noyaux que pour ceux de la couche (2s,1d). Ces derniers ont un numéro atomique  $Z$  plus grand et leur potentiel coulombien est plus élevé. L'étalement des fonctions d'onde des protons est en conséquence réduit.

Les deux analyses précédentes doivent nous avoir convaincu du rôle joué par le défaut de recouvrement des parties radiales des fonctions d'onde des nucléons dans le

phénomène de l'asymétrie miroir. Il reste à quantifier cette contribution précisément. Si la chose n'est pas simple, c'est qu'il faut pouvoir déterminer précisément la nature des fonctions d'onde des nucléons initiaux et finaux en tenant compte cette fois de la question du mélange de configurations d'isospin. C'est seulement au prix de ce travail qu'on peut en effet espérer décrire convenablement les parties radiales des fonctions d'onde des nucléons et calculer correctement les intégrales de recouvrement  $\Omega_{j_1 j_2}^{\pm}$  [33]. Des calculs en ce sens ont été faits au début des années soixante-dix pour les noyaux miroir situés dans la couche 1p [31, 34] à l'aide des fonctions d'onde proposées par S. Cohen et D. Kurath [35] et dans la couche (2s,1d) sur la base d'une approche de type Monte Carlo [34]. Il ressort de ces différentes études théoriques que les effets d'énergie de liaison responsables du défaut de recouvrement de la partie radiale des fonctions d'onde sont vraisemblablement prépondérants dans l'asymétrie miroir observée expérimentalement. Cependant, les différents calculs ne s'accordent pas entre eux et lorsqu'ils semblent raisonnables pour un couple de transition miroir donné, ils ne le sont pas pour un autre (voir le tableau 3.3). En particulier, les calculs

Noyaux miroir	Etat final $J^{\pi}; T$	$\delta$ %		
		Expérience	réf. [31]	réf. [34]
$A = 8, T = 1$	$2^+; 1$	8.1 (17)	11.5 ; 12.9	4.8
$A = 9, T = \frac{3}{2}$	$\frac{3}{2}^-; \frac{1}{2}$	16 (8)	6.4 ; 1.6	-1.6
	$\frac{5}{2}^-; \frac{1}{2}$	10 (30)	6.0 ; 7.4	2.6
$A = 12, T = 1$	$0^+; 0$	12.6 (8)	14.4 ; 17.1	9.8
	$2^+; 0$	10 (2)	13.4 ; 9.3	4.8
$A = 13, T = \frac{3}{2}$	$\frac{1}{2}^-; \frac{1}{2}$	11 (3)	8.1 ; 4.5	3.1
	$\frac{3}{2}^-; \frac{1}{2}$	24 (15)	0.9 ; -1.7	-0.1

TAB. 3.3: Comparaison des valeurs expérimentales du paramètre d'asymétrie miroir (réactualisé) à celles déduites théoriquement des effets d'énergie de liaison dans la couche 1p. Les résultats tirés de la référence [31] correspondent à deux types de calculs différents.

tirés de la référence [31] indiquent une contribution à l'asymétrie miroir due aux effets d'énergie de liaison systématiquement plus importante pour les noyaux miroir de nombre de masse  $A$  pair alors qu'expérimentalement, l'asymétrie miroir semble être en moyenne plus importante pour les noyaux miroir de nombre de masse  $A$  impair. Dans le détail, la réactualisation des valeurs du paramètre d'asymétrie miroir  $\delta$  montre que cet effet est inexistant pour les noyaux de la couche 1p, contrairement à ce que l'on pensait pouvoir constater dans les années soixante-dix, mais qu'il est d'importance dans la couche (2s,1d). A partir des données fournies dans l'annexe B,

on obtient en effet :

$$\left\{ \begin{array}{l} \bar{\delta}_{A\,pair} = 4.4 (4) \% \\ \bar{\delta}_{A\,impair} = 10.9 (18) \% \\ \bar{\delta}_{A\,pair}(1p) = 11.5 (7) \% \\ \bar{\delta}_{A\,impair}(1p) = 9.5 (22) \% \\ \bar{\delta}_{A\,pair}(2s, 1d) = -0.4 (6) \% \\ \bar{\delta}_{A\,impair}(2s, 1d) = 13.9 (33) \% \end{array} \right. \quad (3.8)$$

Cette anomalie empêche de prendre au sérieux les calculs théoriques de la composante liée aux effets d'énergie de liaison du paramètre d'asymétrie miroir pour les noyaux de nombre de masse  $A$  impair. Pour les noyaux miroir de nombre de masse  $A$  pair, la procédure suivie par D. H. Wilkinson consiste à prendre les valeurs moyennes des résultats des différents calculs théoriques et de minorer l'erreur sur les valeurs moyennes en appliquant arbitrairement un facteur de réduction indépendant de  $A$  [36].

### 3.2.2 Mélange de configurations d'isospin

La question du mélange de configurations d'isospin des états impliqués dans les désintégrations miroir est d'autant plus importante que l'opérateur  $\sigma\tau_{\pm}$  associé au courant axial-vectoriel couple entre eux des états d'isospin identiques ou différent d'une unité ( $\Delta T = 0, 1$ ). Le calcul du terme  $\Sigma_{j_1 j_2} A_{\pm}(j_1, j_2)$  (équation 3.5) qui donne la contribution des effets de mélange de configurations d'isospin à l'élément de matrice  $\mathcal{M}_{\pm}$  est donc très compliqué. A la nécessité de prendre en considération tous les couplages possibles dans la voie d'entrée comme dans la voie de sortie, s'ajoute celle de modéliser correctement les forces nucléaires ne conservant pas l'isospin.

A la différence des effets d'énergie de liaison dont on peut pressentir l'importance de la contribution à l'asymétrie miroir au travers de quelques observables (moment angulaire total des noyaux miroir, énergies de séparation des derniers nucléons), il n'existe pas d'observable simple pouvant être rattachée au phénomène de mélange de configurations d'isospin, sinon de façon très indirecte le moment angulaire total  $\Delta J$  emporté par les leptons. Il faut donc s'en remettre entièrement aux calculs théoriques disponibles seulement pour les noyaux miroir de la couche 1p (mêmes références que précédemment). La revue de ces articles nous amène à la conclusion suivante : le mélange de configurations d'isospin contribue certainement à l'asymétrie miroir mais de façon très disparate selon les noyaux et dans une proportion bien moindre que celle associée aux effets d'énergie de liaison. Il semble donc illusoire, dans l'état actuel des choses, d'attendre des modèles théoriques qu'ils donnent la mesure précise de la contribution à l'asymétrie miroir des effets liés aux mélange de configurations d'isospin. Ils sont, pour cette raison, généralement ignorés [36]. La question reste

donc ouverte et elle continue de faire l'objet d'études théoriques [37].

Bien qu'il puisse paraître vain de rechercher des corrections d'ordre secondaire aux effets précédemment mentionnés tant ceux-ci apparaissent mal compris, un certain nombre d'effets mineurs ont été évalués dans la couche 1p. On en trouvera une revue (corrections relativistes des probabilités de transition réduites, corrections dûs aux transitions interdites, etc...) dans les références [31] et [38].

### 3.2.3 Conclusions sur l'origine structurelle de l'asymétrie miroir

L'origine structurelle du phénomène de l'asymétrie miroir paraît bien établie, quand bien même elle est mal évaluée. En règle générale, on ne tient compte que des effets d'énergie de liaison ( $\delta^{BIND}$ ) dont on suppose qu'ils constituent la contribution majeure à l'asymétrie miroir. On ignore alors la contribution éventuelle des effets de mélange de configurations d'isospin ( $\delta^{CONF}$ ).

On ne peut cependant se fier au calcul de cette contribution que pour les noyaux miroir de nombre de masse  $A$  pair, mais l'incertitude sur les valeurs calculées théoriquement est de l'ordre de 60% en moyenne (valeur obtenue sur la base des paramètres  $\delta^{BIND}$  calculés théoriquement et donnés dans la référence [39] pour sept couples de noyaux miroir de nombre de masse  $A$  pair). Il n'est pas possible en l'état actuel des connaissances de donner de semblables indications pour les noyaux miroir de nombre de masse  $A$  impair.

Il semble donc nécessaire de revisiter les calculs théoriques de façon à pouvoir traiter tous les noyaux miroir indépendamment de la parité de leur nombre de masse. On ne doit pas se contenter d'une approche de type Monte-Carlo pour les noyaux miroir de la couche (2s,1d) et l'extension des calculs théoriques aux noyaux de nombre de masse plus élevé requiert l'obtention de jeux de fonctions d'onde raisonnables dans la région de masse  $17 \leq A \leq 40$ . Une telle entreprise n'a de sens que si les incertitudes expérimentales pesant sur la détermination du paramètre d'asymétrie miroir  $\delta$  sont considérablement réduites.

La question du mélange de configurations d'isospin reste centrale à deux titres. En premier lieu on ne peut pas exclure que pour certains cas de figure, la contribution de ces effets soit du même ordre de grandeur que celle liée aux effets d'énergie de liaison. En second lieu, la qualité de la détermination du taux de recouvrement des parties radiales des fonctions d'onde initial et finale des nucléons passe par une bonne prise en compte du mélange de configurations d'isospin des états initiaux et finaux. En d'autres termes, les calculs des deux contributions structurelles doivent se faire de front, pour les noyaux situés dans les couches 1p et (2s,1d) et indépendamment de la parité de leur nombre de masse.

L'étude expérimentale des transitions miroir permises de type Gamow-Teller doit permettre de contraindre la modélisation théorique des forces nucléaires ne conservant pas l'isospin. En particulier, les couples de noyaux miroir ( $^{21}F$ ;  $^{21}Mg$ ) et ( $^{25}Na$ ;  $^{25}Si$ ) présentent l'avantage de proposer plusieurs transitions miroir dans leur désintégration  $\beta$ . En outre, les noyaux fils dans leurs décroissances occupent le milieu de la couche (2s,1d). Les calculs théoriques s'en trouvent facilités car ils n'ont pas

---

à tenir compte de l'hypothétique intrusion d'états appartenant à la couche (2p,1f). Une meilleure compréhension de ces effets pourrait notamment faciliter le calcul de la correction coulombienne  $\delta_C$  appliquée aux taux des transitions super-permises  $0^+ \rightarrow 0^+$  de type Fermi.





# Chapitre 4

## Conception d'un détecteur pour l'étude de la radioactivité $2p$ : la «TPC»

Ce chapitre est consacré à la description d'un détecteur en cours d'élaboration au laboratoire du CENBG. Il est dédié à l'étude d'un mode de décroissance très rare : la radioactivité  $2p$ . Le premier paragraphe décrit phénoménologiquement ce processus d'émission simultanée de deux protons. Des caractéristiques de ce phénomène radioactif découlent le cahier des charges que doit respecter le détecteur. Les premières étapes de sa conception sont exposées dans le second paragraphe. La dernière partie propose le plan de développement à venir du détecteur.

### 4.1 Radioactivité $2p$

L'émission de deux protons par un noyau radioactif est un phénomène rare qui se décline suivant deux modes différents :

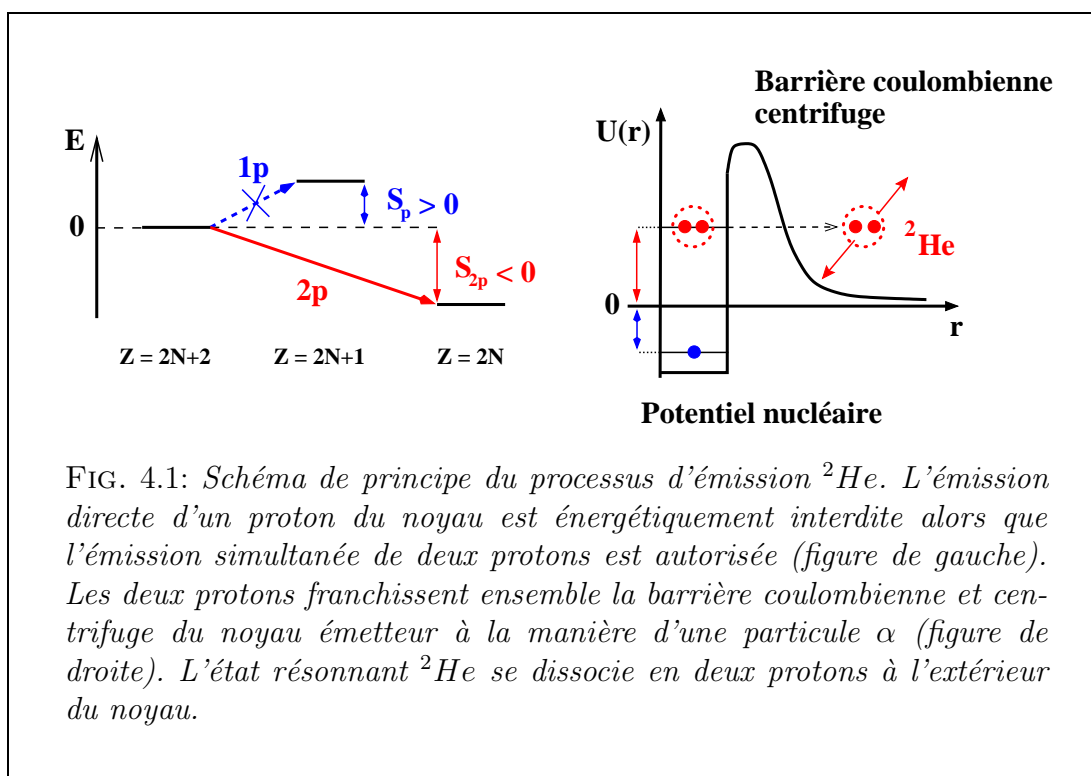
- le noyau peut émettre deux protons de manière séquentielle. Un tel phénomène a été mis en évidence dans la désintégration de l'état fondamental de  $^{12}\text{O}$  [40]. Il est cependant le plus souvent observé lorsque l'état émetteur est lui-même peuplé au bénéfice d'un processus radioactif plus lent. C'est ce mode de radioactivité qui a été mis en évidence dans ce travail, dans la décroissance  $\beta$ -retardée de  $^{26}\text{P}$ . L'état émetteur est dans ce cas l'état isobarique analogue dans  $^{26}\text{Si}$ . Ce cas de figure a également été observé dans la décroissance  $\beta$ -retardée de sept autres noyaux dont  $^{22}\text{Al}$  [18],  $^{31}\text{Ar}$  [41] et  $^{35}\text{Ca}$  [42].
- le noyau peut émettre deux protons de manière simultanée. L'émission des protons peut alors être soit isotrope soit corrélée. Dans le premier cas, on a à faire à une véritable désintégration à trois corps. Un semblable processus a été observé dans les noyaux  $^6\text{Be}$  [43] notamment. Dans le second cas, les deux protons émis forment un état résonnant  $^2\text{He}$  et l'on parle de radioactivité di-proton ou de radioactivité  $^2\text{He}$ .

La radioactivité  $2p$  désigne l'un ou l'autre de ces processus d'émission simulta-

née de deux protons. Elle a été récemment observée [44, 45] dans la désintégration de  ${}^{45}\text{Fe}$ .  ${}^{48}\text{Ni}$  qui a été découvert au GANIL de Caen [46] il y a deux ans et  ${}^{54}\text{Zn}$  qui n'a jamais été observé sont les deux autres principaux candidats à ce mode de radioactivité.

#### 4.1.1 Principe du mode de radioactivité ${}^2\text{He}$

La description théorique de l'émission  ${}^2\text{He}$  a été initiée dès le début des années soixante par V. I. Goldansky [47]. Elle présente la radioactivité  ${}^2\text{He}$  d'un noyau comme un processus exactement analogue à l'émission  $\alpha$ . Les deux protons constituant l'état résonnant  ${}^2\text{He}$  franchissent ensemble la barrière coulombienne du noyau émetteur suivant le schéma de la figure 4.1.



La rareté d'un tel processus tient de ce qu'il est a priori plus simple pour un proton célibataire que pour deux protons liés de franchir la barrière de potentiel du noyau. Pour que seul l'émission  ${}^2\text{He}$  puisse avoir lieu, il faut que le processus d'émission directe d'un proton par le noyau soit énergétiquement interdite. En d'autres termes, le processus d'émission  ${}^2\text{He}$  est théoriquement possible pour des noyaux dont l'énergie de séparation d'un proton est positive ( $S_p > 0$ ) et dont l'énergie de séparation de deux protons est négative ( $S_{2p} < 0$ ).

Une telle situation ne peut se rencontrer que dans des noyaux très déficitaires en neutrons et comptant un nombre pair de protons. Dans ces conditions en effet, l'appariement des protons du noyau augmente son énergie de liaison de sorte que son excès de masse diminue au regard de celui du noyau comptant un proton de moins.

### 4.1.2 Motivation scientifique

L'intérêt de l'étude du processus d'émission  ${}^2\text{He}$  transparaît dans la description précédente: l'observation de la dissociation de la résonance  ${}^2\text{He}$  devrait être riche d'enseignements quant au mode d'appariement des protons dans le noyau. C'est l'interaction proton-proton dans le milieu nucléaire qui pourrait être ainsi sondée.

Les obstacles principaux quant à la réalisation de cet objectif sont liés d'une part au degré de cohésion des deux protons, et d'autre part à l'influence du champ coulombien du noyau de recul sur la paire de protons émise. La cohésion de la paire de protons formant l'état résonnant  ${}^2\text{He}$  peut être en effet altérée au cours de son émission. Dans ce cas, les deux protons sont émis simultanément, mais ils ne gardent aucun souvenir de leur appariement dans le noyau. Un semblable processus ne donne pas d'information sur leur appariement initial. Quand bien même les protons sont émis de façon corrélée, les conditions cinématiques de la dissociation de la paire de protons peuvent être affectées par la proximité du noyau de recul. Là encore, les informations sur l'appariement initial des protons peuvent être altérées.

Trois observables expérimentales sont susceptibles de déterminer d'une part la nature du phénomène radioactif observé (désintégration à trois corps ou radioactivité  ${}^2\text{He}$ ) et d'autre part de préciser le degré de liaison des protons formant, le cas échéant, l'état résonnant  ${}^2\text{He}$ . La première d'entre elles est la durée de vie du noyau émetteur. Le temps caractéristique associé au franchissement de la barrière coulombienne et centrifuge du noyau dépend en effet de la pénétrabilité de celle-ci au regard des deux processus d'émission simultanée. La seconde est l'énergie des protons individuels. Dans le cas où les protons émis sont fortement corrélés, on s'attend à ce qu'ils aient la même énergie cinétique. La dernière est leur angle relatif d'émission qui dépend de la force de leur corrélation. Ces différentes propriétés peuvent être comparées aux modélisations théoriques [48, 49, 50] du franchissement de la barrière par la paire de protons, ainsi que de l'interaction à trois corps entre le noyau de recul et les deux protons.

## 4.2 Conception d'un nouveau type de détecteur

Les caractéristiques d'un détecteur dédié à l'étude de la radioactivité  $2p$  (désintégration à trois corps ou émission  ${}^2\text{He}$ ) sont dictées par la nécessité de mesurer les observables suivantes:

- la durée de vie associée au processus de désintégration
- l'énergie individuelle des protons émis
- l'angle relatif d'émission des protons

Les détecteurs appelés «TPC» pour «Time Projection Chamber» répondent à ce cahier des charges. Ils sont composés d'un détecteur bidimensionnel et d'un volume de gaz. Le premier permet de déterminer la projection des trajectoires des particules dans un plan. Le second sert comme volume de dérive aux électrons d'ionisation créés dans le ralentissement des particules chargées, le temps de dérive étant proportionnel à la distance séparant le lieu de leur création du plan du détecteur.

Le premier paragraphe présente le type de détecteur bidimensionnel envisagé pour l'accomplissement de l'étude de la radioactivité  $2p$ . Les contraintes expérimentales qui pèsent sur la géométrie d'ensemble du système de détection sont exposées dans le second paragraphe. La dernière partie rend compte des premiers tests réalisés à l'aide d'un prototype.

### 4.2.1 Choix d'un détecteur de type MGWC

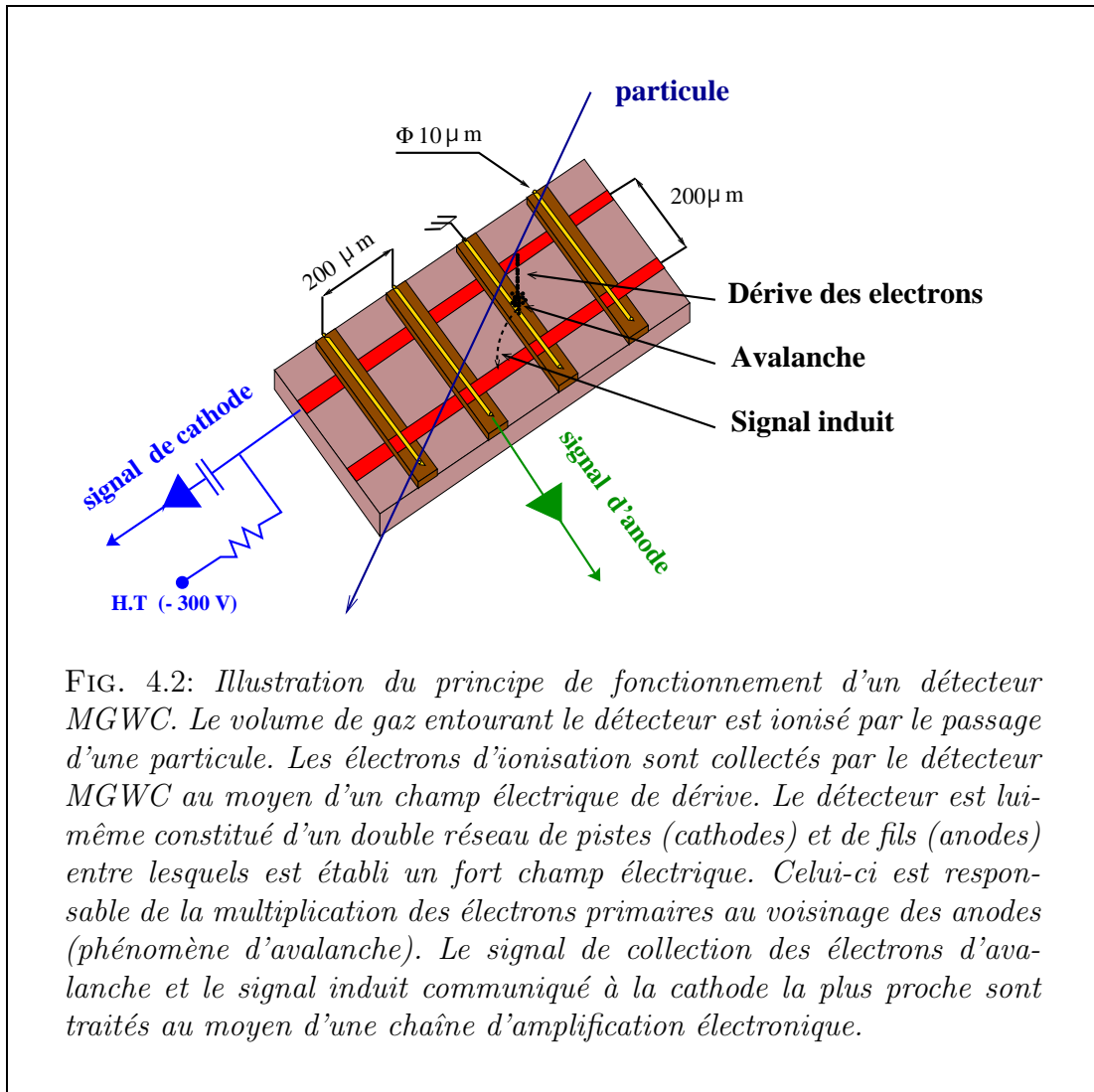
La durée de vie des noyaux candidats à la radioactivité  $2p$  est de l'ordre de quelques millisecondes au plus. Le détecteur doit donc être couplé directement à l'instrument de production des noyaux radioactifs étudiés. Les noyaux candidats  ${}^{45}\text{Fe}$ ,  ${}^{48}\text{Ni}$  ont été produits et identifiés au GANIL de Caen à l'aide d'un dispositif expérimental presque identique à celui utilisé pour l'étude des noyaux présentés dans ce travail [45, 46]. On peut donc envisager d'utiliser un détecteur placé en sortie de la ligne LISE3, dans lequel seraient directement implantés les noyaux candidats à la radioactivité  $2p$ .

L'utilisation dans ces diverses expériences de détecteurs à semi-conducteurs n'est cependant pas compatible avec la nécessité de mesurer les énergies individuelles des protons émis. En outre, la détermination de l'angle relatif d'émission des protons n'est réalisable qu'à la condition de pouvoir observer leurs trajectoires individuelles. Cette dernière exigence est courante en physique des hautes énergies où l'on a l'habitude de reconstituer les trajectoires des particules produites dans des collisions violentes afin de déterminer les paramètres de la réaction qui leur donne corps. Ces détecteurs, permettant de déterminer la position et le temps de passage des particules les traversant, ont fait l'objet de développements techniques considérables depuis le début des années soixante-dix [51]. C'est naturellement vers ces techniques de reconstitution de trajectoire que l'on s'est tourné.

Une équipe de l'IREs de Strasbourg a ainsi développé [52, 53] un nouveau type de détecteur appelé «Micro Gap Wire Chambers» (ou MGWC) dont le principe de fonctionnement est illustré dans la figure 4.2.

Le principe consiste à enregistrer la perte d'énergie d'une particule dans un volume gazeux situé au dessus du plan du détecteur MGWC. L'énergie cédée par la particule est responsable de la création de paires ions-électrons dans le gaz. Les électrons sont collectés par le détecteur au moyen d'un champ électrique de dérive. Le détecteur est constitué d'un réseau à deux dimensions de pistes métalliques et de fils de tungstène, séparés par un pas de  $200\ \mu\text{m}$ . Les fils (anodes) sont reliés à la masse alors que les pistes (cathodes) sont portées à un potentiel négatif ( $-300\ \text{V}$ ). La courte distance séparant les anodes des cathodes ( $\approx 10\ \mu\text{m}$ ) ainsi que le faible diamètre des fils ( $10\ \mu\text{m}$ ) font que les électrons de dérive subissent au voisinage des anodes une très forte multiplication. Ce phénomène d'avalanche [54] assure un gain élevé au détecteur et il se traduit par l'induction d'un signal de même amplitude [53] dans la cathode la plus proche. Les deux signaux d'anode et de cathode ainsi obtenus sont transmis au moyen d'une chaîne d'amplification électronique.

La hauteur des signaux enregistrés par le couple anode-cathode touché est proportionnelle à l'énergie cédée au gaz par la particule. En outre, la position de la particule dans le plan parallèle au plan du détecteur est donnée par l'identification des



couples d'anodes et de cathodes touchés. Un tel détecteur permet donc, en principe, de déterminer l'énergie cédée par la particule dans le volume gazeux et d'obtenir la projection de sa trajectoire suivant deux dimensions. C'est ce qui est illustré par la figure 4.3 qui indique schématiquement que les pertes d'énergies enregistrées par les deux jeux de pistes et de fils permettent de reconstituer la courbe de Bragg associée à la perte d'énergie de la particule dans le volume gazeux.

Le terme de «courbe de Bragg» désigne l'allure caractéristique de la perte d'énergie de particules ionisantes dans la matière. Au début de leur ralentissement, elles cèdent peu d'énergie au milieu. Lorsque leur énergie cinétique est suffisamment faible, elles sont en revanche arrêtées très rapidement dans le milieu traversé et la perte d'énergie passe par un maximum abrupt. L'intégration de la surface enveloppée par la courbe donne l'énergie cinétique totale de la particule.

Le sens de développement des courbes de Bragg reconstituées permet de définir l'orientation du parcours de la particule dans le volume gazeux suivant deux directions perpendiculaires.

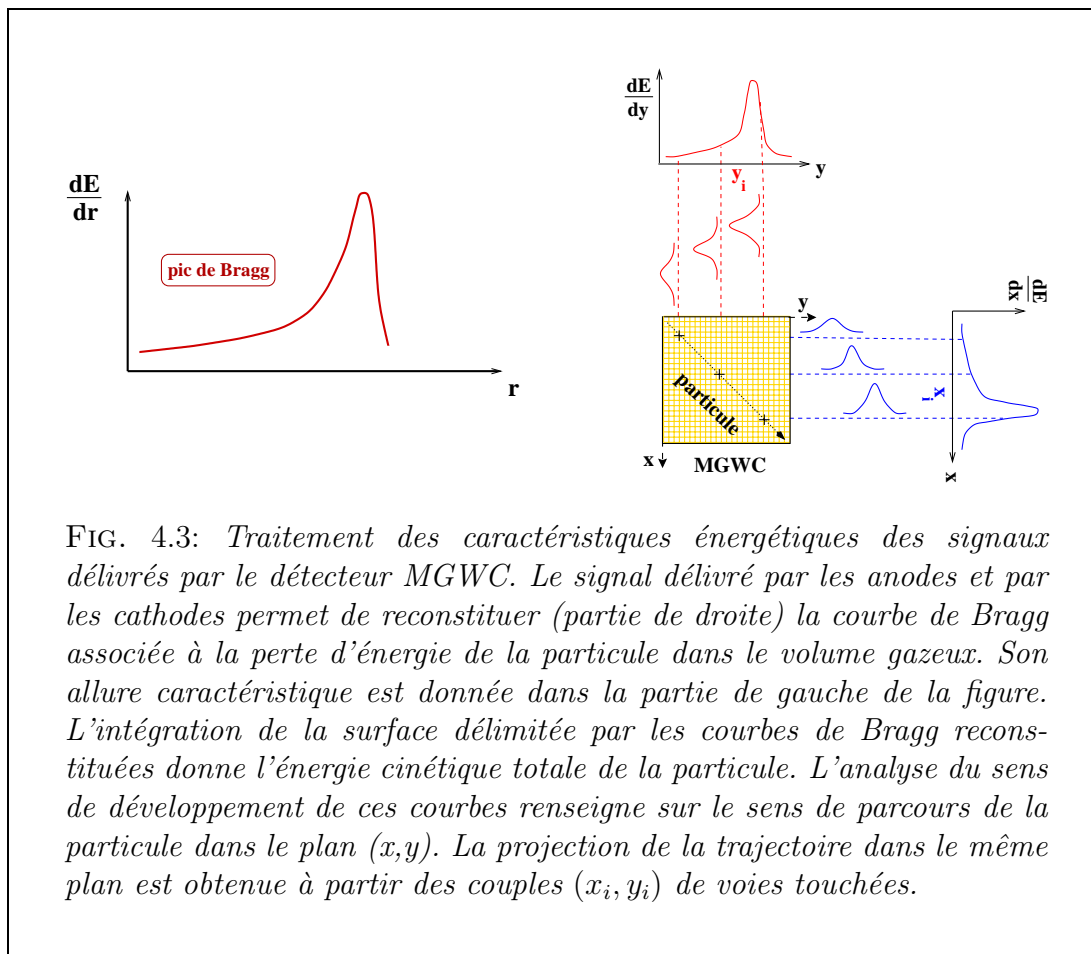


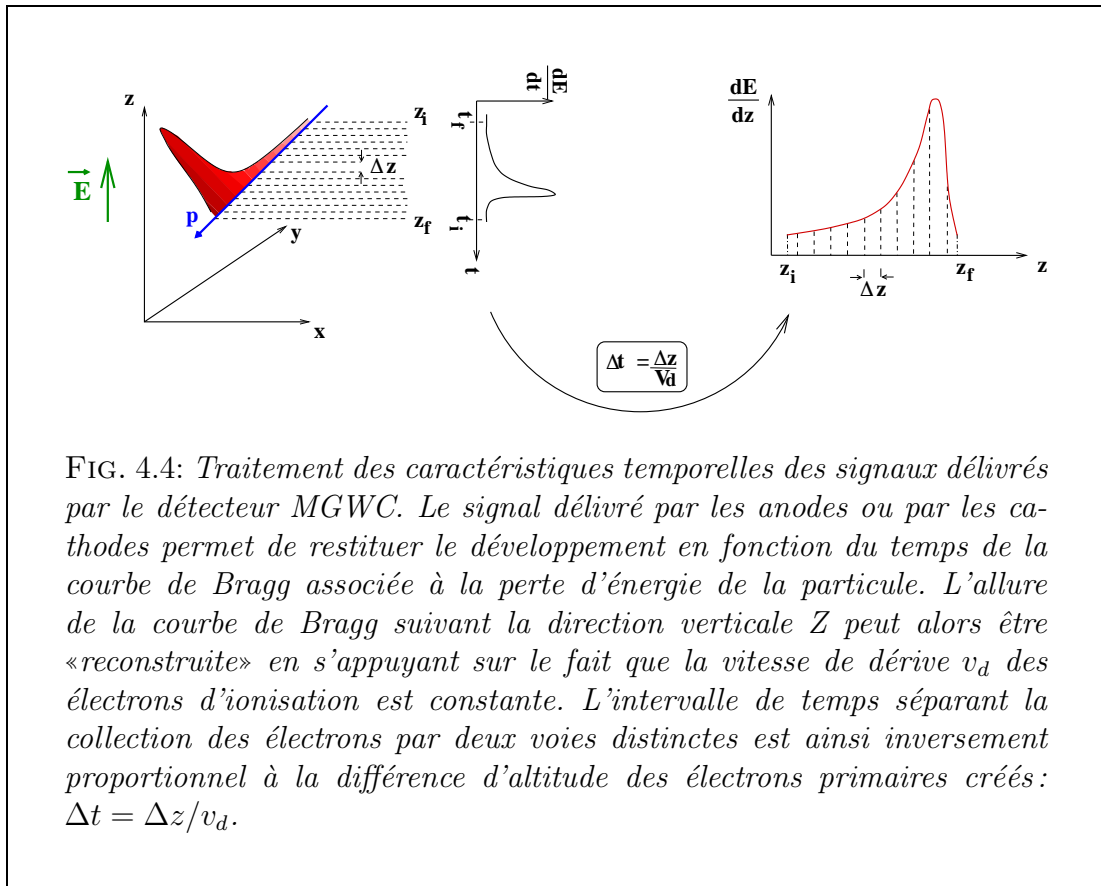
FIG. 4.3: Traitement des caractéristiques énergétiques des signaux délivrés par le détecteur MGWC. Le signal délivré par les anodes et par les cathodes permet de reconstituer (partie de droite) la courbe de Bragg associée à la perte d'énergie de la particule dans le volume gazeux. Son allure caractéristique est donnée dans la partie de gauche de la figure. L'intégration de la surface délimitée par les courbes de Bragg reconstituées donne l'énergie cinétique totale de la particule. L'analyse du sens de développement de ces courbes renseigne sur le sens de parcours de la particule dans le plan  $(x,y)$ . La projection de la trajectoire dans le même plan est obtenue à partir des couples  $(x_i, y_i)$  de voies touchées.

La reconstitution complète de la trajectoire en trois dimensions requiert la détermination de la position de la particule ionisante à la verticale du détecteur. L'intervalle de temps séparant la collection des électrons d'avalanche par deux couples d'anodes et de cathodes distincts est proportionnel au temps de dérive des électrons primaires. En effet, dans des conditions standards de température et de pression, la vitesse de dérive des électrons dans le volume gazeux est constante. L'intervalle de temps séparant les deux collections est ainsi inversement proportionnel à la différence de hauteur de la particule à la verticale des deux couples d'anodes et de cathodes. Ce propos est illustré dans la figure 4.4.

Ici encore, c'est le sens de développement de la courbe de Bragg, obtenu par une analyse temporelle des signaux délivrés par les anodes ou les cathodes, qui donne l'orientation du parcours de la particule suivant la direction verticale.

Finalement, un tel traitement énergétique et temporel des signaux délivrés par le détecteur MGWC doit permettre la reconstruction de la trajectoire des particules suivant les trois dimensions, ainsi qu'une mesure de leurs énergies cinétiques individuelles.

Certaines considérations doivent cependant être prises en compte et imposent des contraintes sur la conception finale du détecteur.



#### 4.2.2 Contraintes expérimentales

Les contraintes expérimentales sont liées à la mise en oeuvre d'une technologie développée pour les besoins de la physique des particules dans l'étude de processus radioactifs rares. Les particules de grande énergie cinétique cèdent peu d'énergie dans le détecteur qu'elles traversent généralement de part en part. Cela conduit à l'utilisation d'un grand nombre de détecteurs pourvus de volumes de dérive de petites dimensions. Dans de telles conditions d'utilisation, chaque détecteur donne une unique information de position. Une précision de quelques  $\mu\text{m}$  seulement [51] peut être obtenue compte tenu de la faible dispersion des électrons d'ionisation primaires. A l'inverse, la faible énergie cinétique des protons émis dans la radioactivité  $2p$  (de l'ordre du  $\text{MeV}$ ) ne leur permet pas de traverser plusieurs détecteurs et un seul d'entre eux doit assurer la reconstruction complète de leurs trajectoires. Cet impératif présente deux inconvénients majeurs :

- d'une part le volume de dérive du détecteur doit permettre d'arrêter à la fois les noyaux émetteurs et les particules émises.
- d'autre part, un seul détecteur doit pourvoir à la reconstruction des trajectoires des deux protons émis.

Le premier point est handicapant dans la mesure où les noyaux implantés au centre du volume de dérive ont une énergie cinétique de l'ordre d'une centaine de  $\text{MeV}$ .



Cela nécessite un important volume de gaz et la distance de dérive des électrons d'ionisation produits par les particules émises est allongée en conséquence. Le risque alors est grand de perdre en résolution du fait de leur dispersion spatiale isotrope. Une simulation opérée à l'aide du code LISE [6] montre ainsi qu'il faut une épaisseur de 10 cm d'un mélange gazeux standard de P10 (90%  $\text{Ar}$  – 10%  $\text{CH}_4$ ), à pression et à température ambiantes, pour arrêter des noyaux  ${}^{48}\text{Ni}$  tels qu'ils peuvent être produits au GANIL de Caen. Leur énergie cinétique totale à l'entrée du volume de dérive est alors voisine de 150  $\text{MeV}$ . Des protons de 0.5  $\text{MeV}$ , émis dans la radioactivité  $2p$ , parcourraient une distance de l'ordre de 1 cm dans le même volume gazeux avant d'être arrêtés. La distance moyenne de dérive des électrons d'ionisation associés à ces protons est ainsi de l'ordre de 5 cm. La référence [55] permet d'estimer la dispersion isotrope moyenne des électrons soumis à un champ de dérive voisin de 100  $\text{V/cm}$  dans un mélange gazeux de P10 (1 Atm) à près de 200  $\mu\text{m}$  par centimètre de dérive. La précision sur la détermination de la position de la particule ne serait ainsi que de l'ordre du millimètre.

Une solution consisterait à augmenter la pression du gaz à l'intérieur du volume de dérive de façon à pouvoir en limiter les dimensions. Cependant, la limitation du parcours des protons accentuerait l'inconvénient soulevé par le second point exposé : dans le cas de l'étude de la radioactivité  $2p$ , les trajectoires des deux protons doivent être reconstruites à l'aide des signaux délivrés par les voies de sortie du détecteur, de même que leurs énergies individuelles doivent être mesurées. S'agissant d'un seul et même évènement de multiplicité deux, les électrons d'ionisation issus du ralentissement des deux protons peuvent être collectés par un même jeu de voies du détecteur. Cela se traduit par une superposition partielle des courbes de Bragg reconstituées, que l'on ne peut espérer séparer qu'à la condition qu'un grand nombre de voies ait été touchées.

Il s'agit donc de trouver un compromis entre la nécessité d'implanter les noyaux candidats à l'émission  $2p$  au centre du volume de dérive et celle d'obtenir un nombre suffisant de points distincts permettant de reconstruire la trajectoire des protons. On peut craindre enfin, compte tenu de l'allure caractéristique de la courbe de Bragg (voir la figure 4.3) que la perte d'énergie des protons soit trop faible dans les premiers instants de leur parcours pour qu'il soit possible de déterminer précisément le point de départ de leur trajectoire. Pour y remédier, une solution consiste à utiliser deux détecteurs à semi-conducteur placés à l'entrée du volume gazeux et donnant la trajectoire des noyaux implantés. Cette information, ainsi que la mesure de la perte d'énergie et du temps de vol des noyaux dans les différents détecteurs d'identification, permettraient de déterminer aussi précisément que possible la position d'implantation des noyaux dans le volume gazeux, c'est-à-dire la position d'émission des protons. La figure 4.5 [56] propose une vue schématique de l'association de ces détecteurs de position des noyaux avec l'ensemble constitué du volume de dérive et du détecteur MGWC.

### 4.2.3 Etude d'un prototype

L'étude de faisabilité de la conception du détecteur dédié à l'étude de la radioactivité  $2p$  s'appuie sur le test d'un prototype de petite dimension fabriqué à

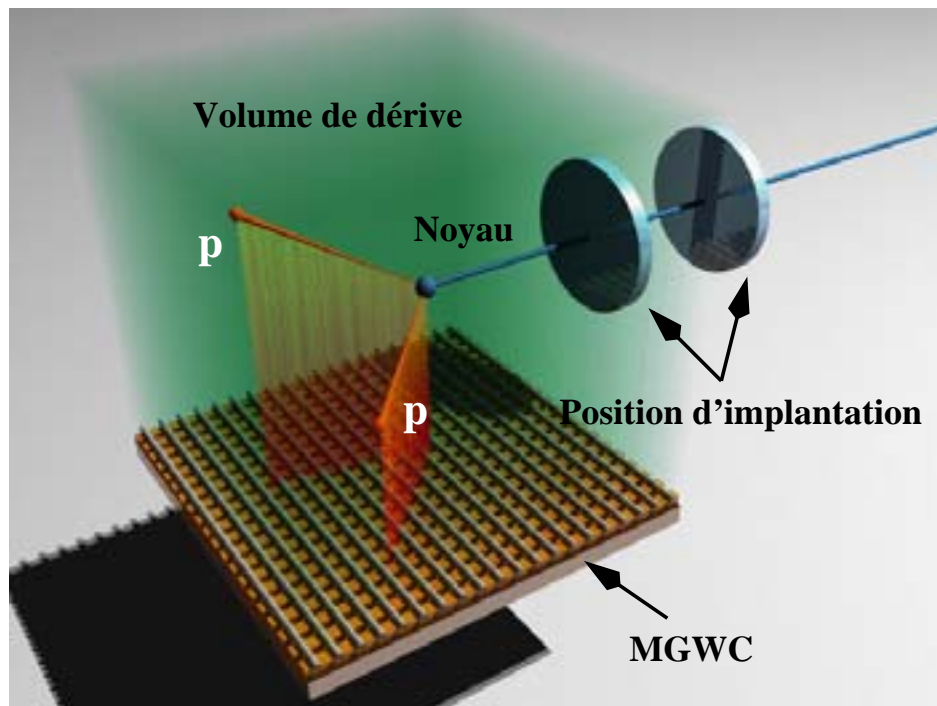


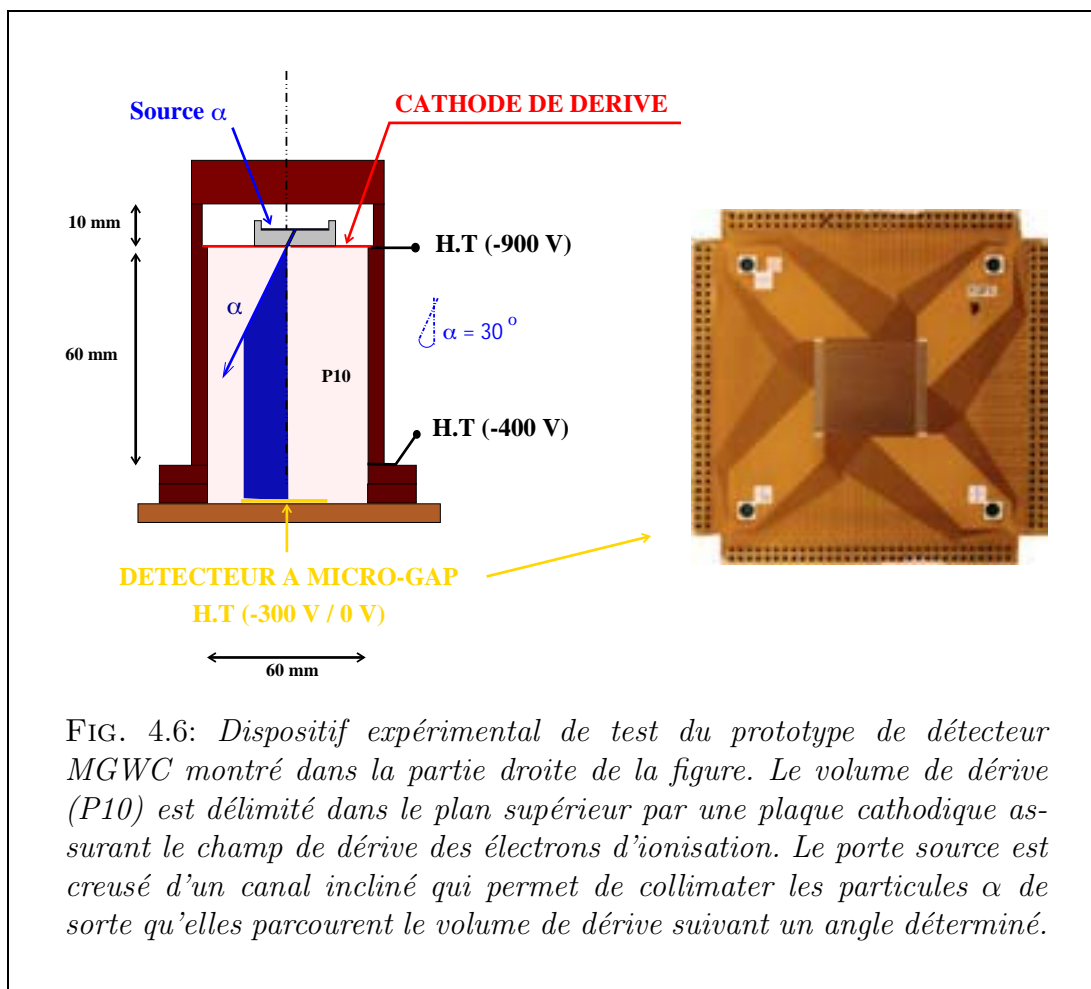
FIG. 4.5: *Vue schématique du dispositif d'implantation des noyaux candidats à l'émission  $2p$ . Les deux détecteurs placés à l'entrée du volume de dérive renseignent sur la position d'implantation des noyaux. L'émission de protons s'accompagne de l'ionisation du gaz enfermé dans le détecteur. Les électrons d'ionisation sont collectés par le détecteur MGWC à l'aide d'un champ électrique de dérive. Ce détecteur restitue, au moyen de la reconstruction des courbes de Bragg associées à la perte d'énergie des protons, leurs trajectoires dans le volume gazeux.*

l'IReS de Strasbourg par M. Dracos et E. Christophel [52]. L'objet de cette phase d'évaluation est de déterminer si le détecteur est adapté à la mesure de la perte d'énergie de particules chargées légères ainsi qu'à la reconstitution de leurs trajectoires. Elle s'organise suivant deux axes : on cherche d'une part à évaluer l'aptitude du détecteur MGWC à restituer la courbe de Bragg associée à la perte d'énergie d'une particule légère. D'autre part, on cherche à valider l'hypothèse d'une vitesse de dérive constante des électrons d'ionisation soumis à un champ de dérive voisin de  $100 \text{ V/cm}$  dans un volume gazeux de P10, à pression et à température ambiantes. Le premier point donnerait l'assurance de pouvoir mesurer l'énergie de la particule ionisante ainsi que de déterminer plusieurs points de la projection de sa trajectoire suivant une direction du plan du détecteur. Le second point garantirait la possibilité de reconstruire la trajectoire de la particule suivant la direction verticale au plan du détecteur à l'aide d'une analyse en temps du signal collecté par les voies de sortie du détecteur.

Le prototype étudié possède une surface active de  $2.56 * 2.56 \text{ cm}^2$  (voir la figure 4.6). Il préfigure le détecteur MGWC de plus grande dimension ( $15.6 * 15.6 \text{ cm}^2$ ) qui sera utilisé pour l'étude de la radioactivité  $2p$ . Le prototype compte 128 voies de sortie suivant chacune des deux directions du plan du détecteur. Les pistes métalliques et les fils de tungstène sont espacés de  $200 \mu\text{m}$  les uns des autres. Des particules  $\alpha$  d'énergies voisines de  $5.5 \text{ MeV}$  provenant d'une source de  ${}^{241}\text{Am}$  ont été utilisées pour étudier la réponse du détecteur. Leur parcours dans le P10, à pression et à température ambiantes, est de l'ordre de  $4.5 \text{ cm}$ .

### Dispositif expérimental

La figure 4.6 présente schématiquement le dispositif expérimental utilisé lors de la phase de test du prototype de détecteur MGWC. Le volume de dérive est délimité

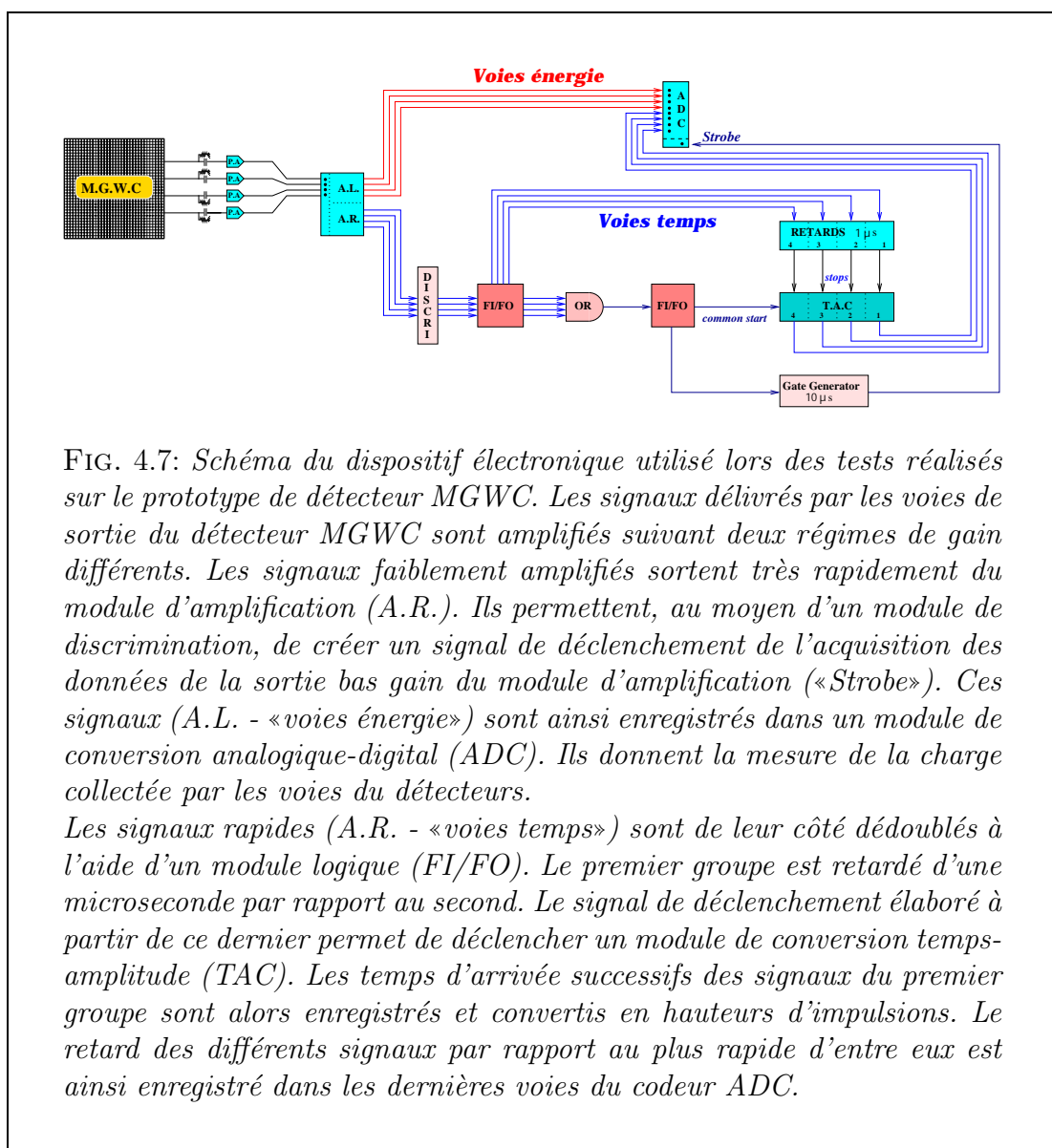


par un cylindre d'une hauteur de  $60 \text{ mm}$ . On a ainsi l'assurance qu'une fraction des particules  $\alpha$  le traversant est arrêtée à la verticale de la surface active du détecteur. Le dispositif supportant la source  $\alpha$  permet de leur imposer un angle d'émission déterminé au regard de la verticale au plan du détecteur. Le champ de dérive de  $100 \text{ V/cm}$  est imposé entre une cathode placée en vis-à-vis du détecteur ( $-900 \text{ V}$ ) et celui-ci. Les lignes du champ de dérive sont contraintes à l'aide d'un dispositif

qui n'apparaît pas dans la figure et qui assure un gradient constant de tension. Il consiste en la succession de pistes circulaires régulièrement espacées entre la cathode de dérive et un anneau circulaire porté au potentiel de  $-400\text{ V}$  situé au voisinage du détecteur. La distance d'une dizaine de  $\mu\text{m}$  entre les anodes ( $0\text{ V}$ ) et les cathodes ( $-300\text{ V}$ ) du détecteur donne un champ électrique d'avalanche très important.

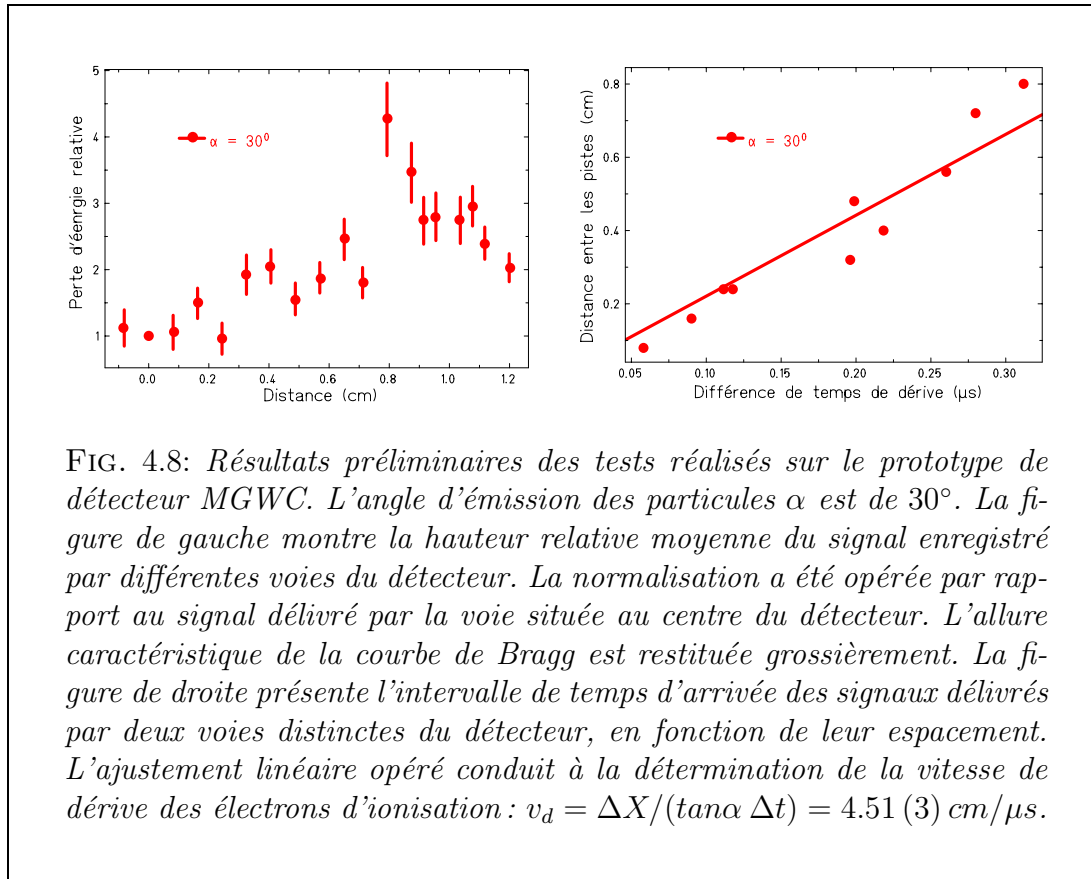
## Résultats préliminaires

Les tests ont été réalisés en équipant quelques unes des voies de sortie du détecteur à l'aide de chaînes électroniques individuelles d'amplification et de codage. Elles sont représentées dans la figure 4.7.



Les signaux délivrés par le détecteur sont dédoublés à l'aide d'un module d'amplification possédant une sortie rapide (A.R.) et une sortie lente (A.L.). Le premier groupe conduit à l'analyse des hauteurs d'impulsions des signaux de sortie («voies

énergie»). Le second groupe permet d'étudier la différence de temps d'arrivée des signaux délivrés par les différentes voies du détecteur («voies temps»). La figure 4.8 présente les résultats préliminaires obtenus dans l'analyse en énergie et en temps des signaux délivrés par les voies de sortie du prototype de détecteur MGWC. Dans les



deux phases d'évaluation, un porte source imposant un angle d'émission de  $30^\circ$  aux particules  $\alpha$  a été utilisé (voir la figure 4.6).

- analyse des signaux des «voies énergie» (partie gauche de la figure 4.6) : la valeur moyenne de l'énergie enregistrée par différentes voies de codage de l'ADC a été normalisée par rapport à l'énergie moyenne enregistrée par celle qui est associée à la voie centrale du détecteur. Cette voie est située à la verticale du point d'émission des particules  $\alpha$  dans le volume de dérive. Un ensemble de voies situées jusqu'à  $1.2\text{ cm}$  de la voie centrale a ainsi été étudié. L'allure caractéristique de la perte d'énergie des particules  $\alpha$  est grossièrement restituée. Le sens de développement de la distribution obtenue est du moins cohérente avec la direction imposée aux particules  $\alpha$ .

Deux effets contribuent à l'altération de la distribution. D'une part le système de collimation des particules  $\alpha$  n'est pas suffisamment sélectif : des particules  $\alpha$  peuvent donner lieu à des diffusions multiples sur les parois du canal de collimation et la trajectoire d'un certain nombre d'entre elles est aléatoire dans le volume de dérive. D'autre part, le phénomène de dispersion isotrope des électrons d'ionisation est certainement responsable d'une déperdition de la charge

collectée par les différentes voies au profit des voies voisines. Ces deux effets expliquent qu'un signal ait été délivré par la voie située à la position d'abscisse  $x = -0.8 \mu\text{m}$  par rapport à la position  $x = 0 \mu\text{m}$  de la voie de référence centrale.

- analyse des signaux des «voies temps» (partie droite de la figure 4.6) : l'intervalle de temps moyen séparant l'arrivée des impulsions issues de voies distinctes du détecteur est représenté en fonction de la distance les séparant. L'ensemble des mesures réalisées se distribue suivant une droite dont la pente est proportionnelle à la vitesse de dérive des électrons d'ionisation dans le gaz. En supposant que la vitesse de dérive des électrons est constante, la différence de temps d'arrivée  $\Delta t$  des signaux est en effet égale à la différence de temps de dérive des électrons collectés. On a donc la relation  $\Delta t = \Delta z/v_d$ , où  $\Delta z$  est la différence d'altitude de la particule  $\alpha$  à la verticale des voies considérées. Les particules étant émises avec un angle de  $30^\circ$  par rapport à la verticale au plan du détecteur, on a :  $\Delta z = \Delta x/\tan(30)$ . La vitesse de dérive des électrons d'ionisation dans le gaz est ainsi donnée par la relation :  $v_d = \Delta x/(\Delta t * \tan(30))$ . L'ajustement linéaire de la distribution  $\Delta x = f(\Delta t)$  conduit à une valeur de  $v_d$  égale à  $4.51 (3) \text{ cm}/\mu\text{s}$ . Cette valeur est très proche de celle attendue ( $\approx 5 \text{ cm}/\mu\text{s}$ ) pour un mélange gazeux de P10, avec un champ de dérive de  $100 \text{ V}/\text{cm}$  et dans des conditions normales de température et de pression [57]. L'hypothèse d'une vitesse de dérive constante des électrons d'ionisation est validée par cet ajustement. La détermination précise de  $v_d$  requiert une meilleure collimation des particules, ainsi qu'un asservissement du champ électrique de dérive. Elle sera, quoi qu'il en soit, limitée par la dispersion isotrope des électrons d'ionisation dans le volume de dérive.

L'étude préliminaire du prototype de détecteur MGWC est encourageante dans la mesure où elle valide le principe d'une restitution de la projection de la trajectoire de la particule suivant la direction verticale à partir d'une analyse temporelle des signaux enregistrés. Elle montre également le bien-fondé de la technique de reconstitution de la courbe de Bragg associée à la perte d'énergie des particules à partir de la mesure de la charge collectée par les voies du détecteurs. Cependant, la précision sur ces informations que l'on peut attendre de l'utilisation du détecteur reste à déterminer. Il faut en particulier définir plus soigneusement le procédé de collimation des particules de façon à analyser la réponse du détecteur à des événements parfaitement définis tant en termes de direction de parcours et d'énergie cinétique. Moyennant quoi, l'influence des paramètres de réglage du détecteur (champ de dérive, pression et nature du gaz, pas entre les voies de détection) pourra être évaluée au regard du gain intrinsèque du détecteur et de sa résolution en position et en énergie.

### 4.3 Plan de développement

Les tests du prototype du détecteur MGWC sont en cours de réalisation. Parallèlement, un dispositif électronique de traitement simultané de tous les signaux délivrés par le détecteur est en cours de développement. Il inclut la lecture des 256

voies de sortie du détecteur ainsi que leur acquisition. Le premier paragraphe présente sommairement l'architecture globale du dispositif. Le second paragraphe décrit les prochaines étapes qui, sur le plan expérimental, nous acheminent vers l'étude future de la radioactivité  $2p$ .

### 4.3.1 Lecture des voies de sortie du détecteur

Le grand nombre de voies de sortie du détecteur impose l'utilisation d'une électronique hautement intégrée de type ASIC (Application-Specific Integrated Circuits). Le choix de modules de type AMPLEX [58] pourrait ainsi être envisagé pour la reconstruction des courbes de Bragg à partir des charges collectées par les voies du détecteur. Cependant, ces modules ne permettent pas une analyse temporelle des signaux délivrés par le détecteur et nécessaire pour une «TPC». C'est pourquoi notre choix s'est porté sur les modules VA32-HDR2 et TAT2 produits par la société IDE [59].

L'association de ces deux modules schématisés dans la figure 4.9 assure le traitement de 32 voies de sortie du détecteur. Les impulsions délivrées sont envoyées dans le premier étage de préamplification («preamp») du module VA32-HDR2 à la sortie duquel elles sont dédoublées. Un premier groupe de 32 signaux analogiques est amplifié et mis en forme dans le même module («shaper») avant d'être échantillonné et bloqué pendant un temps déterminé («S&H»). Le second groupe de signaux alimente («PA output») l'étage d'entrée du module TAT2. Ces signaux subissent une seconde amplification rapide («Fast shaper») et ils sont envoyés dans des discriminateurs dont le seuil est ajustable («Discr»). Si l'un au moins des signaux est suffisamment important, l'ordre est envoyé («Trigger Out») au module VA32-HDR2 d'enregistrer les signaux jusqu'alors bloqués, dans un multiplexeur analogique («32 analog mux»). Ce dernier est contrôlé par un registre à décalage («32 bit register») et une horloge externe («clock»). Simultanément, la même opération a lieu sur les signaux du modules TAT2 qui sont préalablement convertis («Timing») en une information temporelle.

A chaque évènement détecté est ainsi associé le traitement de 256 signaux par quatre jeu de modules VA32-HDR2/TAT2. Les multiplexeurs analogiques qui leur sont associés à raison de deux par jeu de modules doivent être lus et leurs informations codées par le système d'acquisition pour permettre le traitement d'un nouvel évènement. Le rôle du système d'acquisition est en outre d'assurer d'une part la polarisation et les divers ajustements appliqués aux modules électroniques et d'autre part la logique de contrôle de l'ensemble. Un schéma de l'architecture globale [60] est donné dans la figure 4.10.

Le couplage entre les différents éléments du système de détection, de lecture et d'acquisition est en cours de réalisation. Il permettra à court terme de tester le détecteur dans de bonnes conditions opératoires. L'ajustement des différents paramètres de fonctionnement des modules VA32-HDR2 et TAT2 suivant les caractéristiques des signaux délivrés par le détecteur constituera le point critique du développement. En particulier, la capacité des ASICs à traiter des signaux dont la hauteur ou l'étalement dans le temps sont très divers n'est pas acquise. Les tests à venir mettront

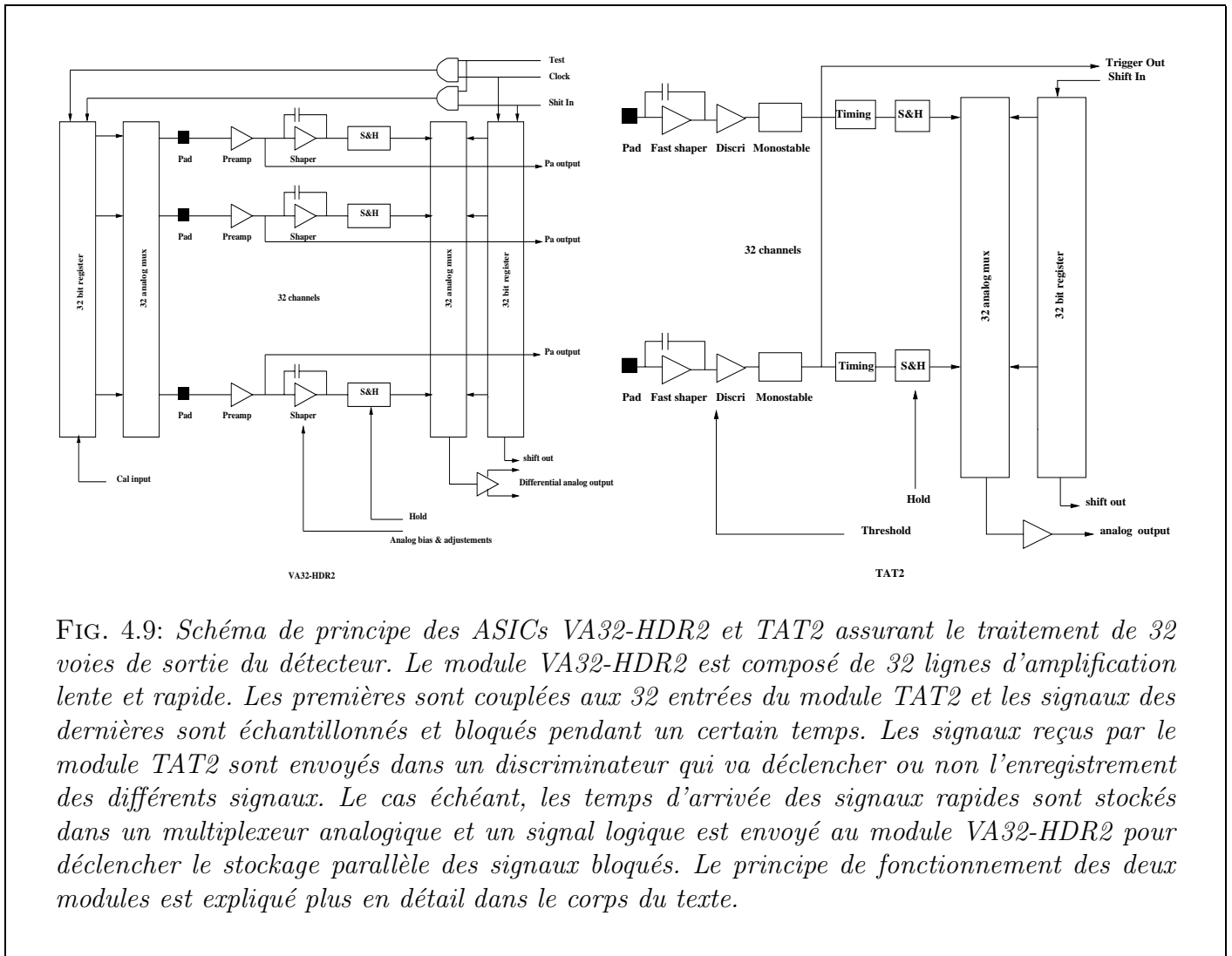


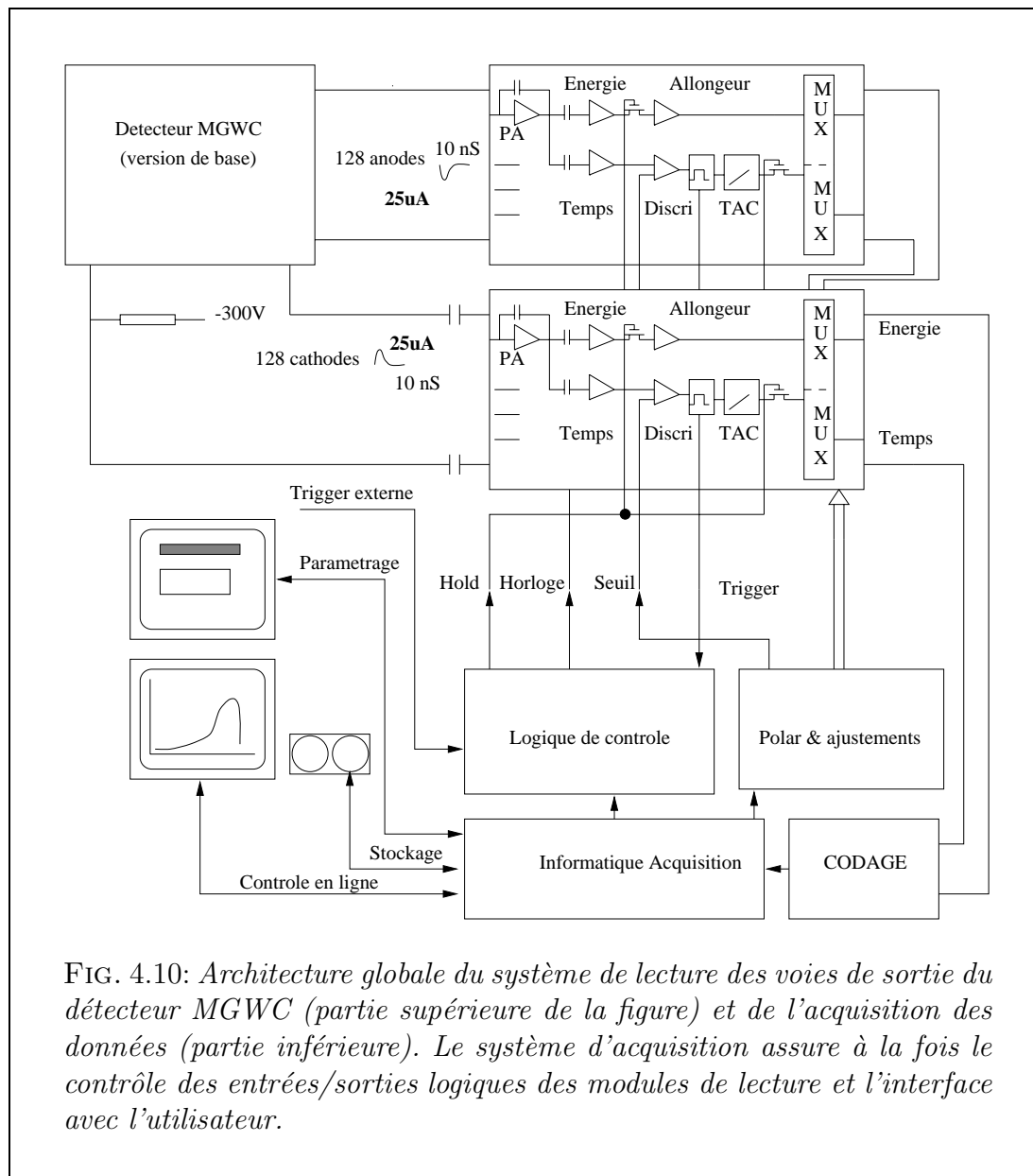
FIG. 4.9: Schéma de principe des ASICs VA32-HDR2 et TAT2 assurant le traitement de 32 voies de sortie du détecteur. Le module VA32-HDR2 est composé de 32 lignes d'amplification lente et rapide. Les premières sont couplées aux 32 entrées du module TAT2 et les signaux des dernières sont échantillonnés et bloqués pendant un certain temps. Les signaux reçus par le module TAT2 sont envoyés dans un discriminateur qui va déclencher ou non l'enregistrement des différents signaux. Le cas échéant, les temps d'arrivée des signaux rapides sont stockés dans un multiplexeur analogique et un signal logique est envoyé au module VA32-HDR2 pour déclencher le stockage parallèle des signaux bloqués. Le principe de fonctionnement des deux modules est expliqué plus en détail dans le corps du texte.

peut être en évidence la nécessité de développer des ASICs aux propriétés mieux adaptées aux contraintes expérimentales.

#### 4.3.2 Perspectives

Dans un premier temps, le système de lecture et d'acquisition sera testé en usant du prototype de petite dimension. Il devrait permettre de caractériser très précisément les propriétés du détecteur en terme de gain (mesure de l'énergie des particules) et de résolution (reconstruction des trajectoires). On peut imaginer à cette fin d'utiliser un faisceau de faible intensité composé de particules légères de basses énergies. Ces tests peuvent être réalisés auprès de l'accélérateur de type Van de Graaf du CENBG. Leur intérêt est de pouvoir étudier la réponse du détecteur MGWC au parcours dans le volume de dérive de particules d'énergie variable et de directions définies. A ce stade, il sera intéressant de comparer les résultats expérimentaux aux simulations du fonctionnement du détecteur opérées à l'aide de codes adaptés tel que GARFIELD [61]. La maîtrise de cet outil permettra en effet de caractériser très





précisément les propriétés dynamiques du détecteur au regard de la nature et de la pression du gaz utilisé ainsi que des champs électriques appliqués.

La réalisation de tests simples «sous faisceau» permettrait en outre de se placer dans la perspective de l'utilisation future du détecteur dans un dispositif expérimental semblable à celui mis en oeuvre pour l'identification et l'étude des noyaux candidats à la radioactivité  $2p$ .

Dans un deuxième temps, la conception d'un détecteur de plus grande dimension sera entreprise en même temps que l'adaptation éventuelle du système de lecture des voies du détecteur à de nouvelles exigences expérimentales. La capacité du détecteur à mesurer l'angle relatif d'émission entre deux protons ainsi que leurs énergies individuelles pourra alors être testée dans un premier temps en étudiant la décroissance  $\beta-2p$  des noyaux  ${}^{22}\text{Al}$  ou  ${}^{26}\text{P}$ .

Dans un dernier temps, le détecteur de grande dimension pourra être utilisé pour la recherche et l'étude de la radioactivité  ${}^2\text{He}$ .

Dans la phase actuelle de développement, il est impossible d'envisager le traitement d'évènements d'implantation d'ions lourds en même temps que celui de l'émission de particules de faibles énergies. Une étude est actuellement menée [62] dont l'objet est la conception de modules électroniques intégrés de type ASIC permettant de fonctionner suivant deux régimes d'amplification différents recouvrant une très large plage dynamique. Le détecteur MGWC ainsi équipé pourrait assurer à la fois l'identification des noyaux implantés et l'étude de leurs modes de radioactivité.



# Conclusion

Ce mémoire décrit la décroissance  $\beta$  des noyaux légers et déficitaires en neutrons  $^{21}\text{Mg}$ ,  $^{25}\text{Si}$  et  $^{26}\text{P}$ . L'étude du processus d'émission retardée de particules et de rayonnement  $\gamma$  a permis de dégager la structure nucléaire des noyaux produits dans leur désintégration. La comparaison avec des prédictions théoriques qualifie les approches de type modèle en couche pour ces noyaux légers très éloignés de la vallée de stabilité.

La mesure expérimentale des rapports d'embranchement  $\beta$  vers les états des noyaux fils liés par rapport à l'émission de protons a été réalisée pour la première fois. La forte alimentation d'un état excité de moment angulaire  $J^\pi = \frac{7}{2}^+$  dans le noyau issu de la désintégration  $\beta$  de  $^{21}\text{Mg}$  a ainsi pu être mesurée. Cette observation nous a permis d'assigner un moment angulaire total  $J^\pi = \frac{5}{2}^+$  plutôt que  $\frac{3}{2}^+$  [10] à l'état fondamental de  $^{21}\text{Mg}$ .

L'imprécision sur la détermination de l'efficacité de détection  $\gamma$  n'a cependant pas permis d'évaluer l'importance du phénomène de l'asymétrie miroir pour ces noyaux occupant le milieu de la couche (2s,1d).

Une étude systématique des valeurs du paramètre d'asymétrie miroir  $\delta$  pour les noyaux de nombre de masse  $A \leq 40$  a par ailleurs été menée. Elle a montré que la contribution du défaut de recouvrement des parties radiales des fonctions d'onde à ce phénomène est globalement plus faible ( $\bar{\delta} \approx 0\%$ ) dans cette région de masse que pour les noyaux situés dans la couche 1p ( $\bar{\delta} \approx 11\%$ ). Les effets dus aux forces nucléaires ne conservant pas l'isospin n'ont pu être évalués. La réalisation à venir d'une expérience portant spécifiquement sur l'étude de l'asymétrie miroir dans les couples de noyaux ( $^{21}\text{F}$ ;  $^{21}\text{Mg}$ ) et ( $^{25}\text{Na}$ ;  $^{25}\text{Si}$ ) permettra de tester plus finement la modélisation de ces forces.

Le dispositif expérimental utilisé pour l'étude de la désintégration  $\beta - (2)p$  des noyaux d'intérêt a permis la mesure absolue et précise des rapports d'embranchement  $\beta$  vers les états émetteurs protons des noyaux fils. L'observation des transitions de faibles intensités est cependant tributaire de l'importance de la contribution du rayonnement  $\beta$  aux spectres en énergie enregistrés. Une amélioration du dispositif, associée à la réalisation de simulations, devrait permettre de résoudre cette difficulté.

La technique de production par fragmentation de noyaux instables, alliée à un dispositif d'identification et de détection tel que celui utilisé, a permis de dégager une image assez complète de la désintégration  $\beta$  de  $^{26}\text{P}$ . La durée de vie de ce noyau a été déterminée de manière précise:  $T_{\frac{1}{2}} = 43.9(5) \text{ ms}$ . L'émission retardée de particules

$\alpha$  par ce noyau n'a pas été observée. L'observation de l'émission d'un et de deux protons depuis l'état isobarique analogue dans le noyau  $^{26}\text{Si}$  a permis de réviser la valeur de l'excès de masse atomique de  $^{26}\text{P}$  ( $\Delta(^{26}\text{P}) = 11114(90) \text{ keV}$ ). Elle permet en outre, de supposer que  $^{26}\text{P}$  est lié par rapport à l'émission directe d'un proton ( $S_p = 0(90) \text{ keV}$ ).

L'énergie somme ainsi que l'intensité des deux transitions  $\beta-2p$  observées dans la désintégration de ce noyau ont été estimées précisément. Ces mesures permettent d'envisager la validation d'un détecteur spécifiquement dédié à l'étude du processus d'émission de deux protons. Ce détecteur de type «TPC», en cours d'élaboration au CENBG, sera alors utilisé pour la recherche et l'étude du processus d'émission  $^2\text{He}$ .

# Annexe A

## Eléments de théorie de la désintégration $\beta$

Cette annexe expose les grands traits de la description théorique du phénomène de la radioactivité  $\beta$ . Le premier paragraphe aborde la radioactivité  $\beta$  dans le cadre général de l'interaction faible. Il dégage les propriétés essentielles des opérateurs susceptibles d'être responsables du phénomène de désintégration  $\beta$ . Le second paragraphe justifie de la restriction de la description théorique à l'action de deux opérateurs seulement. Cette réduction conduit à une formulation simplifiée de la théorie de la désintégration  $\beta$  appelée *théorie V-A*. Le dernier paragraphe propose une reformulation de la description initiale qui valide et enrichit la description simplifiée.

### A.1 Description de la désintégration $\beta$

#### A.1.1 Perspectives historiques

Nul part mieux que dans l'histoire du phénomène de désintégration  $\beta$  on voit à l'œuvre la richesse de l'incessant va et vient entre l'élaboration de théories et les découvertes expérimentales. Si presque quarante années se sont écoulées entre l'observation par J.J. Thomson du rayonnement cathodique par les atomes et l'élaboration du premier modèle de l'émission  $\beta$  par E. Fermi en 1934 [63], c'est qu'il aura fallu attendre l'audacieuse prédiction par W. Pauli de l'existence du neutrino et la découverte par V. Chadwick du neutron en 1932 [64].

La belle et simple théorie de Fermi a été revisitée suite à la mise en évidence de l'importance des courants neutres dans les phénomènes obéissant à l'interaction faible. On peut cependant lui rendre grâce d'avoir permis avant l'heure de décrire de manière satisfaisante la radioactivité  $\beta^+$  qu'il restait encore aux époux Joliot-Curie de découvrir ainsi que le processus de capture électronique dont la prédiction par H. Yukawa et S. Sakata en 1935 [65] précéda de deux ans l'observation expérimentale par L. W. Alvarez [66].

La radioactivité  $\beta$  est apparue plus tard comme un outil pratique pour mesurer le degré de violation de la parité par l'interaction faible [67] et l'étude des désintégrations super-permises de type Fermi interroge plus que jamais la validité du modèle standard ainsi qu'on le verra bientôt.

Si l'histoire de la radioactivité  $\beta$  débute avec la découverte du neutron et coïncide avec l'avènement de la physique nucléaire moderne, elle a été marquée par l'initiation de la physique du neutrino, une particule qui mobilise aujourd'hui plus d'énergie que jamais.

### A.1.2 Description opératorielle

Le but du jeu mathématique est de trouver la forme la plus générale de l'hamiltonien  $\mathcal{H}_\beta$  décrivant l'ensemble des processus de désintégration  $\beta$  auquel peut être soumis un noyau atomique.

Chaque désintégration est celle d'un nucléon de fonction d'onde  $\Psi_i$  en son partenaire de même isospin et de fonction d'onde  $\Psi_f$ . Chaque réaction se traduit également par la production d'une paire lepton-antilepton. Dans le formalisme relativiste de Dirac, il existe deux états d'énergie positive et négative possibles pour toute particule. Comme physiquement seules les solutions d'énergies positives ont un sens, le vide est décrit comme une mer de particules d'énergies négatives et une anti-particule est assimilée à un trou dans cette mer. Créer un anti-lepton revient donc dans ce formalisme à annihiler un lepton d'énergie négative. Dans chacun des processus, il y a donc suivant le formalisme de Dirac annihilation d'un lepton d'énergie négative et création d'un lepton d'énergie positive. On a ainsi dans l'état initial un lepton de fonction d'onde  $\Phi_i$  qui est annihilé et dans l'état final un lepton de fonction d'onde  $\Phi_f$  qui est créé. La désintégration  $\beta$  s'écrit donc de manière générale [68] :

$$\langle \Psi_f^* \Phi_f^* | \mathcal{H}_\beta | \Psi_i \Phi_i \rangle \delta(r - r_L) \quad (\text{A.1})$$

où le terme  $\delta(r - r_L)$  rend compte de ce que les forces sont de courtes portée, c'est-à-dire, de ce que l'interaction est supposée locale en première approximation.

C'est le contenu opératorielle de  $\mathcal{H}_\beta$  qui doit rendre compte à la fois de création et de l'annihilation des particules ainsi que de la transformation de leurs fonctions d'onde. Dans la suite, les opérateurs  $\tau_+$  et  $\tau_+^L$  désignent respectivement les opérateurs de création d'un nucléon et d'un lepton. Les opérateurs d'annihilation associés sont leurs opérateurs hermitiques conjugués, notés respectivement  $\tau_-$  et  $\tau_-^L$ . Les opérateurs  $\mathcal{O}$  et  $\{\mathcal{O}\}_L$  désignent les opérateurs agissant sur les fonctions d'onde du nucléon et du lepton créés. Leurs opérateurs hermitiques conjugués  $\mathcal{O}^\dagger$  et  $\{\mathcal{O}^\dagger\}_L$  agissent quant à eux sur les fonctions d'onde du nucléon et du lepton annihilés. Avec les notations précédentes, le hamiltonien  $\mathcal{H}_\beta$  s'écrit le plus généralement :

$$\mathcal{H}_\beta = \mathcal{O} \{\mathcal{O}\}_L \tau_+ \tau_+^L + \mathcal{O}^\dagger \{\mathcal{O}^\dagger\}_L \tau_- \tau_-^L \quad (\text{A.2})$$

Les leptons émis dans la voie de sortie sont des particules relativistes de spin  $\frac{1}{2}$  de sorte que les fonctions d'onde qui les décrivent sont des spineurs à quatre composantes (2 composantes de spin et deux composantes d'énergie). De la même façon, les opérateurs agissant sur ces fonctions d'onde sont des combinaisons des matrices  $\alpha_i$  (avec  $i = x, y, \text{ et } z$ ) et  $\beta$  de Dirac :

$$\alpha_i = \begin{pmatrix} \sigma_i & 0 \\ 0 & \sigma_i \end{pmatrix} \quad \text{et} \quad \beta = \begin{pmatrix} \mathcal{I} & 0 \\ 0 & -\mathcal{I} \end{pmatrix} \quad (\text{A.3})$$

où les matrices  $\sigma_i$  sont les matrices de dimension  $2 \times 2$  de Pauli et où  $\mathcal{I}$  désigne la matrice identité de même dimension  $2 \times 2$ . Toutes les matrices sont donc de dimension  $4 \times 4$  et par la suite on sera amené à utiliser les matrices  $\gamma_i$  avec  $i = 1$  à  $5$  obtenues à partir des précédentes comme suit :

$$\begin{cases} \gamma_k = -i \alpha_k \beta & \text{avec } k = x, y \text{ et } z \\ \gamma_4 = \beta \\ \gamma_5 = \gamma_1 \gamma_2 \gamma_3 \gamma_4 = -i \alpha_x \alpha_y \alpha_z \end{cases} \quad (\text{A.4})$$

Les lois qui régissent la désintégration  $\beta$  ne doivent pas à priori dépendre du référentiel dans lequel on se place. En particulier, ces lois doivent être identiques dans deux référentiels en mouvement uniforme l'un par rapport à l'autre. Les opérateurs  $\mathcal{O}$  et  $\{\mathcal{O}\}_L$  doivent donc être des invariants de Lorentz et W. Pauli a montré [69] qu'il n'existait que cinq manières différentes de combiner les matrices  $\gamma_i$  suivant cette exigence. Cela conduit «en notation  $\gamma$ » à cinq couples  $\mathcal{O}_K \{\mathcal{O}_K\}_L$  (avec  $K = S, V, T, A$  et  $P$ ) représentant cinq types d'interaction distincts et possédant des propriétés de symétrie spécifiques :

- un terme d'interaction de type **scalaire** c'est-à-dire invariant par réflexion ou par rotation des axes du référentiel :

$$\mathcal{O}_S \{\mathcal{O}_S\}_L = \gamma_4 \{\gamma_4\}_L \quad (\text{A.5})$$

- un terme d'interaction de type **vectoriel** c'est-à-dire non invariant dans la réflexion et la rotation des axes du référentiel :

$$\mathcal{O}_V \{\mathcal{O}_V\}_L = \Sigma_\mu \gamma_4 \gamma_\mu \{\gamma_4 \gamma_\mu\}_L \quad (\text{A.6})$$

- un terme d'interaction de type **tensoriel** qui associe des termes scalaires et pseudo-scalaires (on obtient alors un tenseur de rang 2) :

$$\mathcal{O}_T \{\mathcal{O}_T\}_L = \Sigma_{\mu,\nu} \gamma_4 \gamma_\mu \gamma_\nu \{\gamma_4 \gamma_\mu \gamma_\nu\}_L \quad (\text{A.7})$$

- un terme d'interaction de type **pseudo-vectoriel** ou **axial-vectoriel** c'est-à-dire invariant par réflexion des axes du référentiel mais pas dans leur rotation :

$$\mathcal{O}_A \{\mathcal{O}_A\}_L = \Sigma_\mu \gamma_4 \gamma_\mu \gamma_5 \{\gamma_4 \gamma_\mu \gamma_5\}_L \quad (\text{A.8})$$

- un terme d'interaction de type **pseudo-scalaire** c'est-à-dire invariant par rotation des axes du référentiel mais pas dans leur réflexion :

$$\mathcal{O}_P \{\mathcal{O}_P\}_L = \gamma_4 \gamma_5 \{\gamma_4 \gamma_5\}_L \quad (\text{A.9})$$

A chacun de ces termes d'interaction (ou «courants») est associé une constante de couplage spécifique  $g_K$  avec  $K = S, V, T, A$  et  $P$ .

Rien n'exclut à priori que chacun des termes précédents participe au processus de désintégration  $\beta$  et l'hamiltonien  $\mathcal{H}_\beta$  donné dans l'équation A.2 se réécrit :

$$\mathcal{H}_\beta = \Sigma_K [\mathcal{O}_K \{\mathcal{O}_K\}_L \tau_+ \tau_+^L + \mathcal{O}_K^\dagger \{\mathcal{O}_K^\dagger\}_L \tau_- \tau_-^L] \quad \text{avec } K = S, V, T, A \text{ et } P \quad (\text{A.10})$$



### A.1.3 Règles de sélection

Les règles de sélection portent sur le changement de moment angulaire total  $J$  et de parité  $\pi$  entre les états initial et final dans la transformation, ainsi que sur le moment angulaire orbital  $l$  emporté par les leptons émis dans la désintégration. Elles expriment les conditions sur ces deux nombres quantiques pour que l'élément de matrice associé à la désintégration  $\beta < \Psi_f^* \Phi_f^* | \mathcal{H}_\beta | \Psi_i \Phi_i >$  ne soit pas nul. Ces conditions dépendent donc des propriétés des matrices  $\gamma_i$  en fonction desquelles s'expriment les différents couples d'opérateurs  $\mathcal{O}_K \{ \mathcal{O}_K \}_L$ .

Type d'interaction	Règles de sélection	
	Composante ordinaire	Composante relativiste
$\mathcal{O}_S \{ \mathcal{O}_S \}_L$ - Scalaire	$ J_i - J_f  \leq l \leq J_i + J_f$ $\pi_i = (-1)^l \pi_f$	$\emptyset$
$\mathcal{O}_V \{ \mathcal{O}_V \}_L$ - Vectorielle		$ l - 1  \leq J \leq l + 1$ $ J_i - J_f  \leq J \leq J_i + J_f$ $\pi_i = -(-1)^l \pi_f$
$\mathcal{O}_T \{ \mathcal{O}_T \}_L$ - Tensorielle	$ l - 1  \leq J \leq l + 1$ $ J_i - J_f  \leq J \leq J_i + J_f$ $\pi_i = (-1)^l \pi_f$	$ J_i - J_f  \leq l \leq J_i + J_f$ $\pi_i = -(-1)^l \pi_f$
$\mathcal{O}_A \{ \mathcal{O}_A \}_L$ - Axiale-vectorielle		
$\mathcal{O}_P \{ \mathcal{O}_P \}_L$ - Pseudo-scalaire	$\emptyset$	

TAB. A.1: Règles de sélection associées aux composantes «ordinaire» et «relativiste» des différents types d'interaction participants à la désintégration  $\beta$ .  $J$  et  $\pi$  correspondent respectivement aux moments angulaires totaux et à la parité des états nucléaires concernés par la désintégration.  $l$  désigne le moment angulaire orbital emporté par les leptons émis. Les indices  $i$  et  $f$  caractérisent les états nucléaires initial et final dans la désintégration.

Les différents types de transition que ces opérateurs décrivent se divisent en deux catégories appelées **ordinaire** et **relativiste** suivant que la limite non relativiste appliquée à ces couples d'opérateurs permet de retrouver ou non les opérateurs obtenus dans une approche relativiste de la désintégration  $\beta$ . Les interactions de type vectorielle, tensorielle et axiale-vectorielle participent des deux modes ordinaire et relativiste de désintégration. L'interaction de type scalaire est de nature ordinaire seulement et l'interaction de type pseudo-scalaire est exclusivement de nature relativiste. Aux composantes ordinaires et relativistes des désintégrations sont associées des règles de sélection précises [70] données dans le tableau A.1.

### A.1.4 Classification des transitions $\beta$

Les désintégrations  $\beta$  se traduisent par l'émission d'une paire (lepton, anti-lepton) ou par l'émission d'un lepton unique dans le cas de la capture électronique. Compte tenu de la grande énergie cinétique de ces particules et de leur faible masse, la longueur d'onde qui leur est associée est généralement très grande par rapport aux dimensions du noyau et on considère que la fonction d'onde de ces particules est indépendante de la distance  $r$  qui les sépare du centre du noyau. Or dans un développement de type onde plane, les fonctions d'onde  $\Psi(r)$  des particules sont équivalentes, lorsque  $r$  tend vers zéro à la quantité  $(k.r)^l$ . L'indépendance en  $r$  des fonctions d'onde des particules requiert donc que leur moment angulaire orbital  $l$  soit nul. Toute transition  $\beta$  pour laquelle le moment angulaire  $l$  emporté par les leptons émis est nul sera qualifié de **permise**. Dans le cas contraire, c'est-à-dire si  $l = n$  avec  $n \neq 0$  on parlera de transition  $n^{\text{ème}}$  **interdite**. Ces dernières ne sont pas interdites au sens strict, mais on veut signifier par là que la probabilité associée à de telles transitions est beaucoup plus faible que celle associée à une transition permise. Deux transi-

Types de transition	Règles de sélection	$\log(ft)$ caractéristique
<b>Permises</b>		
<i>Super-permises</i>	$\Delta J = 0, \pm 1, \pi_f = \pi_i$	3.5 (0.2)
<i>Défavorisées</i>	$\Delta J = 0, \pm 1, \pi_f = \pi_i$	5.7 (1.1)
<b>Interdites</b>		
<i>Premières interdites</i>	$\Delta J = 0, \pm 1, \pi_f = -\pi_i$	7.5 (1.5)
	$\Delta J = \pm 2, \pi_f = -\pi_i$	8.5 (0.7)
<i>Secondes interdites</i>	$\Delta J = \pm 2, \pi_f = \pi_i$	12.1 (1.0)
	$\Delta J = \pm 3, \pi_f = \pi_i$	11.7 (0.9)
<i>troisièmes interdites</i>	$\Delta J = \pm 3, \pi_f = -\pi_i$	18.2 (0.6)
	$\Delta J = \pm 4, \pi_f = -\pi_i$	15.2

TAB. A.2: Classification des différents types de transition  $\beta$ . Les règles de sélection correspondantes sont données ainsi que l'ordre de grandeur de la valeur  $\log(ft)$  qui leur est associée.

tions permises peuvent avoir des probabilités associées différant de plusieurs ordres de grandeur. On en a l'explication en considérant cette fois-ci le devenir des nucléons transformés dans les désintégrations. On parlera ainsi de transition  $\beta$  **favorisée** si l'état final et l'état initial occupés par le nucléon sont caractérisés par les mêmes nombres quantiques. On parlera dans le cas contraire de transition **défavorisée**. Enfin, une transition permise et favorisée sera qualifiée de **super-permise**.

Le tableau A.2 tiré de la référence [71] résume ces considérations en illustrant les différentes probabilités de transition par la donnée de la quantité  $\log(ft)$  qui exprime la «force» de la transition.

## A.2 Théorie V-A

Le modèle de la désintégration  $\beta$  proposé par Fermi en 1932 ne faisait appel qu'à la seule interaction de type vectoriel et dans une approche non-relativiste. Si l'on peut traiter les différents modes de désintégration d'un point de vue classique sans que cela altère la qualité de la description, on ne peut cependant se contenter du seul terme d'interaction vectoriel pour au moins deux raisons :

- les règles de sélections associées aux transitions de type vectoriel ne permettent pas de rendre compte des transitions  $\beta$  qui s'accompagnent d'un changement d'une unité du moment angulaire total  $J$ .
- il faut inclure dans la théorie un terme d'interaction qui rende compte de ce qu'expérimentalement les leptons émis dans la désintégration  $\beta$  le sont dans des états d'hélicité particuliers.

Ces considérations conduisent à une nouvelle formulation de la théorie de la désintégration  $\beta$  appelée **théorie V-A**. L'objet de ce paragraphe est d'en présenter les traits principaux et d'en dériver l'expression de la probabilité de transition par unité de temps associée à une désintégration  $\beta$  entre deux états nucléaires donnés.

### A.2.1 Justification de l'appellation

A priori, rien n'empêche de considérer les cinq termes d'interaction vectoriel ( $\mathbf{V}$ ), scalaire ( $\mathbf{S}$ ), axial-vectoriel ( $\mathbf{A}$ ), tensoriel ( $\mathbf{T}$ ) et pseudo-scalaire ( $\mathbf{P}$ ). Trois arguments conduisent cependant à se limiter à une description de type VA de la désintégration  $\beta$  associant le terme d'interaction vectoriel au terme d'interaction axial-vectoriel :

- en premier lieu, s'agissant de la description de la désintégration  $\beta$ , c'est-à-dire de la transformation de nucléons, l'approche non-relativiste est valide du fait de la faiblesse du moment cinétique transféré dans la réaction. Le terme pseudo-scalaire dont on a dit qu'il était de nature relativiste peut donc être négligé.
- en second lieu, du point de vue expérimental, les probabilités associées aux transitions interdites, c'est-à-dire celles pour lesquelles les leptons émis dans la désintégration emportent avec eux au moins une unité de moment angulaire  $l$ , sont très faibles. On s'intéressera donc essentiellement en matière de spectroscopie  $\beta$  aux transitions permises pour lesquelles on a  $l = 0$ . Dans ce cas, le moment angulaire total  $\vec{J} = \vec{S} + \vec{L}$  caractérisant les transitions permises se réécrit simplement  $\vec{J} = \vec{S}$ . Si l'expérience montre que les leptons émis lors de la désintégrations le sont parfois avec des moments intrinsèques de spin de

directions antiparallèles ( $\Delta S = 0 = \Delta J$ ) et parfois de directions parallèles ( $\Delta S = 1 = \Delta J$ ), la théorie nous informe de ce que les termes d'interaction V et S satisfont aux premières règles de sélection et que les termes d'interaction A et T satisfont aux secondes. A ce point, il faut donc compter dans la description du phénomène de désintégration  $\beta$  avec une interaction de type VA, de type ST ou de type VSAT

- en dernier lieu, le cas de figure où les quatre types d'interaction sont pris en compte conduit théoriquement [39] à un terme d'interférence de Fierz dans l'écriture de la probabilité de transition proportionnel à  $(g_S g_V |M_{\Delta S=0}|^2 + g_T g_A |M_{\Delta S=1}|^2)$ . Or l'analyse des spectres en énergie des électrons et des positons émis lors des désintégrations  $\beta$  ne s'accorde pas avec un tel facteur de sorte que le produit des constantes de couplage  $g_S g_V$  et  $g_T g_A$  doit être très faible. Cela revient à dire que l'une des interactions de type S ou V d'une part et T ou A d'autre part est négligeable. On est donc ramené à une description de la désintégration  $\beta$  en termes d'interaction de type VA ou de type ST. C'est la violation de la parité dans la désintégration  $\beta$  qui permet finalement de trancher en faveur de la première description VA.

Considérons à présent l'hélicité des leptons émis dans la désintégration  $\beta$ . L'hélicité  $\eta$  d'une particule est définie à partir de son spin intrinsèque  $\vec{s}$ , de son moment cinétique  $\vec{p}$  et de son énergie cinétique  $E$  comme suit :

$$\eta = \frac{\vec{s} \cdot \vec{p}}{E} \quad \text{avec la convention} \quad \hbar = c = 1 \quad (\text{A.11})$$

Comme on ne considère que des particules d'énergie positive, l'hélicité d'une particule sera positive (et dite «droite») si son spin intrinsèque et son moment cinétique sont orientés dans la même direction, elle sera négative (et dite «gauche») dans le cas contraire. L'expérience montre que les leptons émis dans la désintégration  $\beta$  le sont systématiquement dans un état d'hélicité gauche (et les anti-leptons dans un état d'hélicité droit) et on parle de **violation maximale de la parité** dans la désintégration  $\beta$ . Or il n'est qu'une combinaison des opérateurs vectoriel et axial-vectoriel pour permettre que les leptons soient émis avec des hélicités de même signe, toute combinaison des opérateurs scalaire, tensoriel et pseudo-scalaire conduisant à l'émission de leptons d'hélicité de signes opposés. La violation maximale de la parité dans la désintégration  $\beta$  apporte ainsi un argument décisif en faveur d'une description de type VA. Le fait que les leptons soient toujours émis dans un état d'hélicité gauche impose de ne prendre en compte dans le terme d'interaction axial-vectoriel que la composante qui projette l'état des leptons sur leur état d'hélicité gauche (et l'état des anti-leptons sur leur état d'hélicité droit), ce qu'on symbolise en ajoutant le signe «-» devant A. On parle donc finalement d'une théorie «V moins A» de la désintégration  $\beta$  et on note **V-A**.

On trouvera dans la référence [72] d'autres arguments en faveur de la théorie V-A de la désintégration  $\beta$ .

## A.2.2 Règles de sélection pour les transitions permises

En se plaçant, comme il apparaît que c'est légitime expérimentalement, dans une approche non relativiste de la désintégration  $\beta$  et en ne considérant que les transitions permises, on est conduit d'après le tableau A.1 aux règles de sélection suivantes :

- dans le cas d'une émission des leptons dans un état singulier  $S = 0$  de spin :

$$\boxed{\Delta J = 0 \quad \text{et} \quad \pi_f = \pi_i} \quad (\text{A.12})$$

On parle alors de transitions de type **Fermi** car ce sont les règles de sélection découlant de son modèle. Les transitions  $\beta$  obéissant à ces règles de sélection sont le fait de la seule interaction vectorielle et on leur associera la **constante de couplage vectorielle**  $g_V$ .

Dans l'approche non relativiste, l'opérateur  $\mathcal{O}_V = \sum_{\mu} \gamma_4 \gamma_{\mu}$  associé au terme d'interaction vectoriel agissant sur les nucléons se réduit à l'opérateur identité  $\mathcal{I}$  et seuls les opérateurs  $\tau_{\pm}$  permettant de transformer un proton en un neutron et inversement, interviennent. L'application de ces opérateurs a pour effet de changer d'une unité la valeur de  $T_Z$  de la projection de l'isospin total  $\vec{T}$  du noyau. En revanche, l'isospin total  $T$  n'est pas affecté par l'action de ces opérateurs et on obtient pour les transitions de Fermi les règles de sélection suivantes sur l'isospin du noyau :

$$\boxed{\Delta T = 0 \quad \text{et} \quad T_{Z_f} = T_{Z_i} \pm 1} \quad (\text{A.13})$$

- dans le cas d'une émission des leptons dans un état triplet  $S = 1$  de spin :

$$\boxed{\Delta J = 0, \pm 1 \quad \text{et} \quad \pi_f = \pi_i} \quad (\text{A.14})$$

On parle alors de transitions de type **Gamow-Teller** du nom des deux théoriciens qui les ont introduites pour la première fois en 1936. Le moment angulaire total  $J$  varie d'une unité dans ces transitions, c'est-à-dire que l'on a  $|\vec{J}_i - \vec{J}_f| = 1$  et on ne peut donc pas avoir  $|\vec{J}_i| = |\vec{J}_f| = 0$ . Par contre, on peut avoir  $|\vec{J}_i| - |\vec{J}_f| = 0, \pm 1$  soit  $\Delta J = 0, \pm 1$ . Les transitions  $\beta$  obéissant à ces règles de sélection sont le fait de l'interaction axiale-vectorielle et on leur associera la **constante de couplage axiale-vectorielle**  $g_A$ . Dans l'approche non relativiste, l'opérateur  $\mathcal{O}_A = \sum_{\mu} \gamma_4 \gamma_{\mu} \gamma_5$  associé au terme d'interaction axial-vectoriel agissant sur les nucléons se réduit à l'opérateur  $\sigma$  dont les trois composantes  $\sigma_i$  avec  $i = x, y$  et  $z$  sont représentés par les matrices de Pauli. Si l'action des opérateurs  $\tau_{\pm}$  conduit toujours à un changement d'une unité de la valeur de  $T_Z$  du noyau, l'action conjointe de ces opérateurs et de l'opérateur  $\sigma$  peut faire varier la valeur de l'isospin total du noyau  $T$  d'une unité. On aura donc cette fois-ci les règles de sélection suivantes sur l'isospin du noyau :

$$\boxed{\Delta T = 0 \text{ ou } 1 \quad \text{et} \quad T_{Z_f} = T_{Z_i} \pm 1} \quad (\text{A.15})$$

### A.2.3 Durées de vie comparées

En reprenant les notations du paragraphe précédent, la probabilité de décroissance par unité de temps  $\lambda_{i \rightarrow f} = \ln 2 / t_{\frac{1}{2}}$  associée à une désintégration  $\beta$  entre deux états nucléaires  $|i\rangle$  et  $|f\rangle$  donnés s'écrit :  $\lambda_{i \rightarrow f} = \langle f | \mathcal{H}_\beta | i \rangle$ . La durée de vie partielle associée  $t_{\frac{1}{2}}$  s'écrit :  $t_{\frac{1}{2}} = \frac{T_{\frac{1}{2}}}{BR_{i \rightarrow f}}$  avec  $T_{\frac{1}{2}}$  la durée de vie moyenne du noyau et  $BR_{i \rightarrow f}$  le rapport d'embranchement de la transition considérée.

On peut faire la part, dans l'action de l'hamiltonien  $\mathcal{H}_\beta$ , de ce qui relève du devenir des nucléons et de ce qui a trait aux leptons et anti-leptons émis ou capturés dans la désintégration. En notant  $|M|^2$  la probabilité de transition réduite entre les deux états initial et final du nucléon transformé et  $f$  le terme statistique rendant compte de l'espace de phase disponible pour les leptons et anti-leptons émis ou capturés, on écrira :

$$\frac{\lambda_{i \rightarrow f}}{\ln 2} = \frac{1}{\mathcal{K}} |M|^2 f \quad (\text{A.16})$$

$$\text{avec } \mathcal{K} = \frac{2\pi^3 \ln 2 \hbar^7}{m_e^5 c^4} = [8120.271 (12)] * 10^{-10} (\hbar c)^6 \text{ GeV}^{-4} \text{ s}$$

Dans une approche non relativiste de type V-A, seuls les opérateurs  $\tau_\pm$  pour le terme d'interaction vectoriel et  $\sigma\tau_\pm$  pour le terme d'interaction axial-vectoriel interviennent avec les constantes de couplage associées  $g_V$  et  $g_A$ . On a donc :

$$|M|^2 = g_V^2 |\langle f | \mathcal{I} \tau_\pm | i \rangle|^2 + g_A^2 |\langle f | \sigma \tau_\pm | i \rangle|^2 \quad (\text{A.17})$$

$$\text{avec } \begin{cases} g_V = [1.1494 (23)] * 10^{-5} (\hbar c)^3 \text{ GeV}^{-2} \\ g_A = [-1.4596 (9)] * 10^{-5} (\hbar c)^3 \text{ GeV}^{-2} \quad [1] \end{cases} \quad (\text{A.18})$$

Et on écrira :

$$|M|^2 = g_V^2 |\tau|^2 + g_A^2 |\sigma\tau|^2 \quad (\text{A.19})$$

La probabilité de transition par unité de temps  $\lambda_{i \rightarrow f}$  se réécrit donc :

$$\frac{\lambda_{i \rightarrow f}}{\ln 2} = \frac{1}{\mathcal{K}} (g_V^2 |\tau|^2 + g_A^2 |\sigma\tau|^2) f \quad (\text{A.20})$$

En se rappelant que  $\lambda_{i \rightarrow f} = \frac{\ln 2}{t_{\frac{1}{2}}}$ , on peut caractériser la «force» d'une transition donnée par la quantité  $ft_{\frac{1}{2}} = ft$  appelée «durée de vie comparée». Elle s'écrit d'après ce qui précède :

$$\boxed{ft = \frac{\mathcal{K}}{g_V^2 |\tau|^2 + g_A^2 |\sigma\tau|^2}} \quad (\text{A.21})$$

Le facteur d'espace de phase  $f$  variant comme  $E^5$ , on caractérise plus volontiers la force des transitions par la quantité  $\log(ft)$  comme donné en exemple dans le tableau

A.2. Une systématique des valeurs expérimentales et théoriques de la quantité  $\log(ft)$  pour les noyaux de la couche (2s,1d) est par exemple proposée dans la référence [25]. Pour caractériser les «forces» des composantes de type vectorielle et axiale-vectorielle participant à une transition donnée, on utilise couramment deux quantités  $B(F)$  et  $B(GT)$  définies comme suit :

$$\begin{cases} B(F) &= |\tau|^2 \\ B(GT) &= \left(\frac{g_A}{g_V}\right)^2 |\sigma\tau|^2 \quad \text{avec} \quad \left|\frac{g_A}{g_V}\right| = 1.2699(29) \quad [1] \end{cases} \quad (\text{A.22})$$

Avec ces nouvelles notations, l'équation A.21 se réécrit simplement :

$$ft = \frac{\mathcal{C}}{B(F) + B(GT)} \quad \text{avec} \quad \mathcal{C} = \frac{\mathcal{K}}{g_V^2} \quad (\text{A.23})$$

### A.2.4 Corrections du modèle simplifié

L'élaboration du modèle de la désintégration  $\beta$  repose sur l'hypothèse d'indépendance de charge de l'interaction faible et aucun des opérateurs intervenant dans les termes d'interaction vectoriel ou axial-vectoriel ne dépend explicitement de la charge des nucléons. On a donc omis dans la description théorique l'influence des forces coulombiennes et des autres forces nucléaires ne conservant pas l'isospin. Ces forces induisent deux effets :

- une modification de l'espace de phase disponible pour l'électron ou le positon participant à la désintégration  $\beta$ .
- un mélange des états nucléaires d'isospin  $T$  différents.

On en tient compte sous la forme de termes correctifs apportés d'une part au facteur d'espace de phase  $f$  et aux constantes de couplages  $g_A$  et  $g_V$  et, d'autre part, à l'élément de matrice  $|\tau|^2$  dû à l'interaction vectorielle. Les premières corrections sont appelées **corrections radiatives** et la dernière **correction coulombienne**.

#### Corrections radiatives

Elles sont essentiellement d'origine électromagnétique et elles traduisent en particulier l'influence du potentiel coulombien induit par les protons du noyau. On distingue deux catégories de corrections radiatives qualifiées d'**internes** et d'**externes** [73].

- **corrections internes** : elles sont associées au couplage du champ électromagnétique ambiant avec les courants faibles responsables de la désintégration et certaines approches tiennent compte des effets dûs à l'interaction forte (pour une revue des différentes approches, voir la référence [74]). Quelques formes que prennent ces corrections, elles sont indépendantes des caractéristiques du noyau et de l'énergie emportée dans la désintégration et elles ne diffèrent entre elles que suivant le modèle utilisé pour leur estimation. Pour ces raisons, on

tient compte habituellement de ces corrections en considérant des constantes de couplage effective  $g'_V$  et  $g'_A$  définies comme suit [74] :

$$\begin{cases} g'_V = g_V(1 + \Delta_R^V) \\ g'_A = g_A(1 + \Delta_R^A) \end{cases} \quad (\text{A.24})$$

Dans le cas particulier des transitions super-permises  $0^+ \rightarrow 0^+$  de type Fermi, la référence [75] donne une valeur de  $\Delta_R^V = 2.40$  (8) % indépendamment du noyau considéré. Plus généralement, c'est-à-dire lorsque les deux courants vectoriel et axial-vectoriel sont en jeu, la correction radiative interne globale  $\Delta R$  s'exprime comme suit [74] :

$$\Delta R = 2 \frac{g_V^2 |\tau|^2 \Delta_R^V + g_A^2 |\sigma\tau|^2 \Delta_R^A}{g_V^2 |\tau|^2 + g_A^2 |\sigma\tau|^2} \quad (\text{A.25})$$

La valeur de cette correction varie suivant les modèles et elle peut être négative [74].

- *corrections externes* : elles sont associées au couplage du champ électromagnétique ambiant avec les particules émises dans la désintégration ainsi qu'avec le noyau résiduel. Ce couplage prend essentiellement la forme d'un échange de photons virtuels avec le milieu environnant et il est, à la différence du précédent, dépendant des caractéristiques du noyau (son numéro atomique  $Z$  plus particulièrement) et de l'énergie des particules émises. Il ne dépend pas à priori du modèle utilisé pour décrire de processus de décroissance  $\beta$ . On en tient compte généralement en remplaçant le facteur d'espace de phase par un facteur d'espace de phase effectif  $f(1 + \delta_R)$ . La correction radiative externe globale  $\delta_R$  se décompose en plusieurs termes d'ordre croissant en  $\alpha^n Z^{n-1}$  correspondant à des couplages avec le champ électromagnétique environnant faisant intervenir l'échange d'un nombre croissant de photons virtuels. On se limite généralement à un développement à l'ordre  $n = 3$  de la correction  $\delta_R$  que l'on écrit [76] :

$$\delta_R = \delta_1 + \delta_2 + \delta_3 \quad \text{avec} \quad \begin{cases} \delta_1 \propto \alpha \\ \delta_2 \propto \alpha^2 Z \\ \delta_3 \propto \alpha^3 Z^2 \end{cases} \quad (\text{A.26})$$

On trouvera dans les références [77] et [78] différentes formulations des termes  $\delta_1$  et  $\delta_2$  à comparer à celles données dans la référence [76].

Le terme  $\delta_R$  de correction radiative externe a fait l'objet de nombreuses évaluations et les références [73, 75, 79] donnent les valeurs des différentes contributions  $\delta_i$  à  $\delta_R$  dans le cas particulier des transitions super-permises  $0^+ \rightarrow 0^+$  de type Fermi :  $\delta_R$  est de l'ordre de 1.5% pour les noyaux légers.

En tenant compte des deux corrections radiatives, la formule A.21 se réécrit finalement :

$$f(1 + \delta_R) t = \frac{\mathcal{K}}{g_V'^2 |\tau|^2 + g_A'^2 |\sigma\tau|^2} \quad (\text{A.27})$$



## Correction coulombienne

La correction coulombienne notée  $\delta_C$  est généralement divisée en deux termes correctifs  $\delta_{INC}$  et  $\delta_{RO}$  [80, 81] où les acronymes «INC» et «RO» signifient respectivement «Isospin Non Conservation» et «Radial Overlap». La première composante traduit l'effet du mélange de configurations d'isospin qui caractérise les états nucléaires concernés par la transition : il est la conséquence des forces coulombiennes et, plus généralement, de toutes les forces nucléaires qui ne sont pas indépendantes de charge (aussi parle-t-on de «forces ne conservant pas l'isospin»). Ces forces perturbent la répartition en couches des états nucléaires et favorisent le couplage d'états nucléaires d'isospins identiques ou différents. La seconde composante traduit le défaut de recouvrement des parties radiales des fonctions d'onde associées aux états initial et final des nucléons concernés par la désintégration : le proton et le neutron ayant des charges électriques différentes, ils n'appréhendent pas de la même manière la barrière de potentiel qui les maintient à l'intérieur du noyau et l'étalement spatial de leurs fonctions d'onde respectives s'en ressent. Cette différence de leur état de charge a une signature expérimentale bien connue qui est l'énergie de séparation du dernier proton et du dernier neutron du noyau. Pour cette raison, on parle souvent de la correction  $\delta_{RO}$  comme étant un «effet d'énergie de liaison». On trouvera une description détaillée d'un exemple de calcul de cette correction dans la référence [73].

- cas des transitions de type Fermi : elles sont le fait de l'interaction vectorielle à laquelle sont associés (équation A.17) la constante de couplage  $g_V$  ( $g'_V$ ) et le carré de l'élément de matrice  $\langle f | \mathcal{I} \tau_{\pm} | i \rangle$ . Or l'opérateur  $\tau_{\pm}$  conserve le nombre quantique d'isospin  $T$  de sorte que l'élément de matrice  $\langle f | \mathcal{I} \tau_{\pm} | i \rangle$  ne tient compte que du couplage entre un état initial et un état final de même isospin  $T$ . Il ignore donc le mélange de configurations de ces deux états avec d'autres états nucléaires d'isospins différents et il est nécessaire d'apporter à cet élément de matrice la correction  $\delta_{INC}$  ad hoc.

La correction  $\delta_{RO}$  exprimant le défaut de recouvrement des parties radiales des fonctions d'onde initiale et finale fait quant à elle l'objet d'une évaluation qui doit tenir compte de ce que ces états ne sont pas purs. Dans tous les modèles considérés,  $\delta_{RO}$  apparaît comme la composante prépondérante du terme correctif  $\delta_C$ .

Finalement, on corrige la composante vectorielle  $g_V'^2 |\tau|^2$  de l'interaction de la quantité  $(1 - \delta_C)$  avec  $\delta_C = \delta_{INC} + \delta_{RO}$ . Le signe «-» traduit la réduction de l'amplitude d'une transition de type Fermi du fait du mélange de configurations et du défaut de recouvrement. La référence [75] montre que  $\delta_C$  est inférieur à 0.5 % pour les transitions super-permises  $0^+ \rightarrow 0^+$  de type Fermi mesurées avec le plus de précision.

- cas des transitions de type Gamow-Teller : elles sont le fait de l'interaction axiale-vectorielle à laquelle sont associés (même équation A.17 que précédemment) la constante de couplage  $g_A$  ( $g'_A$ ) et le carré de l'élément de matrice  $\langle f | \sigma \tau_{\pm} | i \rangle$ . Cette fois-ci, l'opérateur  $\sigma \tau_{\pm}$  mis en jeu à la propriété de ne pas conserver l'isospin et l'élément de matrice  $\langle f | \sigma \tau_{\pm} | i \rangle$  prend des valeurs non nulles entre des états initial et final d'isospins différents. Si donc le problème

du mélange de configurations d'isospin caractérisant ces deux états se pose toujours, il n'est cependant pas nécessaire d'apporter de correction au moins dans la mesure où les états initial et final auront été convenablement décrits. Il reste que le calcul de cet élément de matrice est considérablement compliqué par la nécessité de tenir compte de toutes les composantes d'isospin différentes des deux états et l'incertitude qui pèse sur ce seul calcul rend à priori inutile toute tentative de détermination du degré de recouvrement entre les fonctions d'onde des deux états. On s'attend en effet à ce que cette correction soit négligeable au regard de l'incertitude pesant sur la détermination de l'élément de matrice, au moins pour les noyaux situés dans la couche (2s,1d) et au delà (voir par exemple la référence [25]). S'agissant de transitions de type Gamow-Teller, on s'efforcera donc de déterminer les fonctions d'onde initiale et finale avec le meilleur soin en tenant compte du mélange de configurations d'isospin. Le défaut du recouvrement de ces fonctions d'onde ne pourra être légitimement pris en compte qu'à ce prix.

Dans le cas le plus général d'une désintégration  $\beta$  comportant une composante de type Fermi ainsi qu'une composante de type Gamow-Teller, l'équation A.27 exprimant la «force» de la transition s'écrira en tenant compte de la correction coulombienne :

$$f(1 + \delta_R) t = \frac{\mathcal{K}}{g_V'^2 |\tau|^2 (1 - \delta_C) + g_A'^2 |\sigma\tau|^2} \quad (\text{A.28})$$

### A.2.5 Problèmes de physique fondamentale

La formule A.28 exprime de façon condensée l'état de nos connaissances en matière de théorie de la désintégration  $\beta$ . Confrontée à l'expérience, elle permet de tester la validité du modèle dont elle met en question les fondements.

Ce paragraphe montrera en particulier que l'étude systématique des transitions super-permises  $0^+ \rightarrow 0^+$  de type Fermi interroge l'hypothèse de la **conservation du courant vectoriel** (hypothèse **CVC**) par l'interaction faible ce qui fait écho au **défaut d'unitarité de la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa** (matrice C.K.M).

#### Transitions super-permises de type Fermi

Les règles de sélections A.12 et A.13 qui sont associées aux transitions permises de type Fermi montrent que les nombres quantiques des états nucléaires initial et final sont tous conservés sauf de façon évidente la quantité  $T_Z$  dont la variation d'une unité correspond à la transformation d'un neutron en un proton (désintégration  $\beta^-$ ) et inversement (désintégration  $\beta^+$  et capture électronique). Cela traduit la parfaite identité des fonctions d'onde d'espace et de spin des nucléons transformés dans ce type de transition. La conséquence de cette symétrie est double : d'une part la probabilité associée à une telle transition est plus importante que celles associées aux autres transitions (on parle de transition «super-permise») et d'autre part le calcul de l'élément de matrice associé à la transition est très simple. Pour une telle

transition permise de type Fermi, la durée de vie comparée associée à une transition  $\beta$  entre un état initial  $|\alpha T T_{Z_i}\rangle$  et un état final  $|\alpha T T_{Z_f}\rangle$  s'écrit en effet  $ft = \mathcal{C}/B(F)$  avec  $B(F) = |\tau|^2 = |\langle \alpha T T_{Z_f} | \tau_{\pm} | \alpha T T_{Z_i} \rangle|^2$  soit :

$$ft = \frac{\mathcal{C}}{[T(T+1) - T_{Z_i}T_{Z_f}]} \quad (\text{A.29})$$

Du point de vue expérimental, il n'est donc que de déterminer précisément la durée de vie partielle  $t_{\frac{1}{2}}$  et la valeur de  $\mathcal{Q}_\beta$  attachées à la transition pour calculer la quantité  $\log(ft)$ . Les autres termes sont en effet soit constants ( $\mathcal{C} = \mathcal{K}/g_V^2$ ), soit connus ( $T, T_{Z_i}, T_{Z_f} = T_{Z_i} \pm 1$ ).

### Hypothèse CVC

L'hypothèse de conservation du courant vectoriel repose sur le constat que la constante de couplage qui est associée au courant vectoriel dans l'interaction faible semble être identique dans une désintégration purement leptonique (par exemple la désintégration du muon «libre»  $\mu^- \rightarrow e^- + \bar{\nu}_e + \nu_\mu$ ) et dans une désintégration nucléonique (désintégration  $\beta$ ). Or s'agissant de désintégrations  $\beta$  à l'intérieur du noyau, cette hypothèse revient à stipuler l'indépendance du courant vectoriel dans les processus faibles vis-à-vis de l'interaction forte. D'après la référence [81], il existe en fait une différence relative entre les deux constantes de couplage de l'ordre de 1.5 % :

$$\begin{cases} g'_V = g_V (1 + \Delta_R^V) = [1.14939 (65)] * 10^{-5} (\hbar c)^3 \text{ GeV}^{-2} \\ g'_\mu = g_\mu (1 + \Delta_R^\mu) = [1.16639 (1)] * 10^{-5} (\hbar c)^3 \text{ GeV}^{-2} \end{cases} \quad (\text{A.30})$$

La correction apportée à  $g_V$  comme à  $g_\mu$  est la partie qualifiée d'interne des corrections radiatives présentées dans le paragraphe précédent, c'est-à-dire indépendante des caractéristiques du noyau dans le cas de la désintégration  $\beta$ . Il n'y a pas de contradiction entre l'hypothèse CVC (on attendrait exactement  $G'_V = G'_\mu$ ) et ce résultat car il faut compter avec le principe d'universalité de Cabibbo [82] qui édicte que tout courant vectoriel  $J_\mu$  associé à une désintégration s'écrit comme une combinaison de deux courants vectoriels préservant et violant la loi de conservation du nombre quantique d'étrangeté. Ces courants sont notés respectivement  $J_\mu^{\Delta S=0}$  et  $J_\mu^{\Delta S=1}$  dans la suite :

$$J_\mu = J_\mu^{\Delta S=0} \cos(\theta_C) + J_\mu^{\Delta S=1} \sin(\theta_C) \quad (\text{A.31})$$

où  $\theta_C$  est l'angle de mélange de Cabibbo. Or si la violation de la loi de conservation du nombre quantique d'étrangeté est possible dans la désintégration  $\beta$  d'un nucléon compte tenu de l'influence de l'interaction forte, ce n'est pas le cas dans la désintégration d'un lepton libre de sorte que l'hypothèse CVC doit s'écrire :

$$\boxed{g'_V = g'_\mu \cos(\theta_C)} \quad (\text{A.32})$$

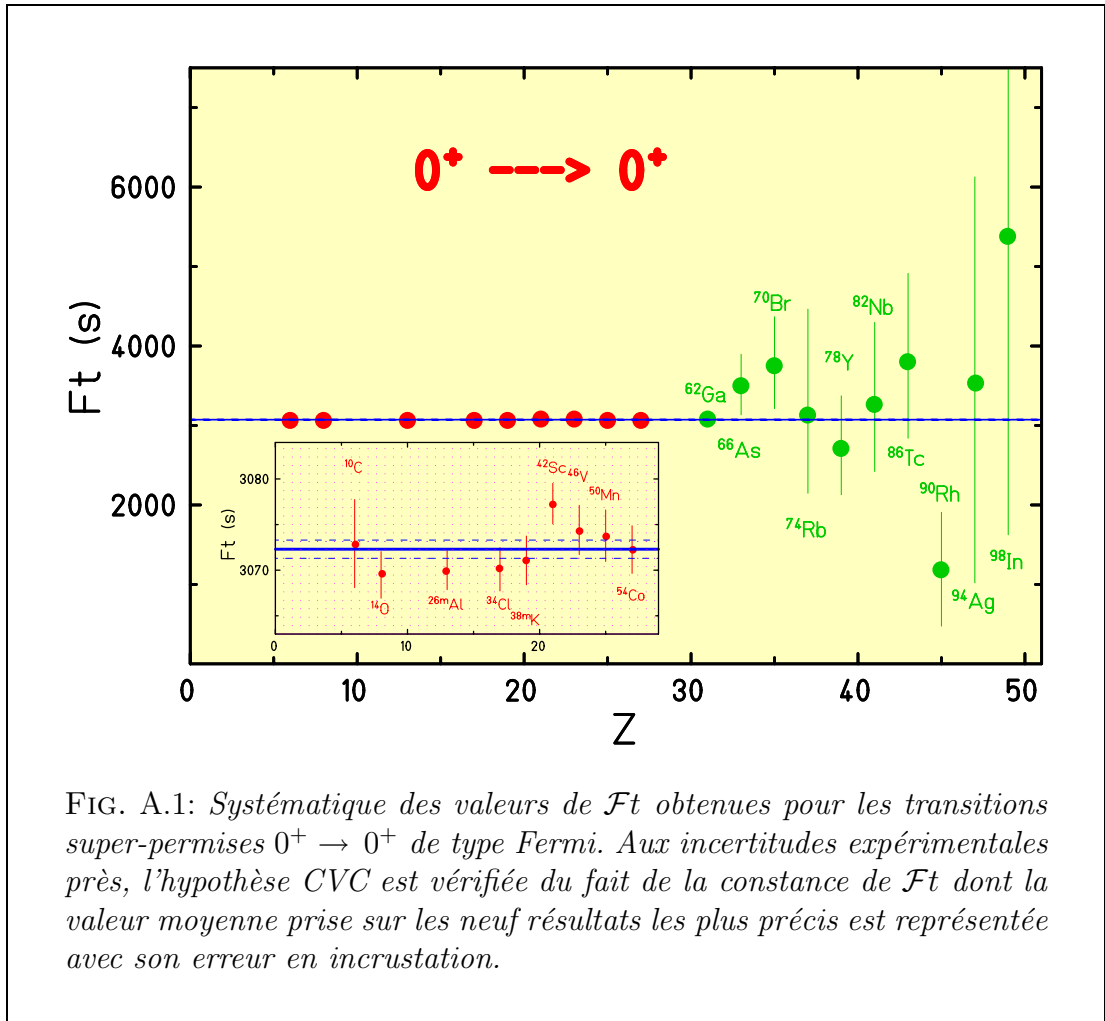
Les valeurs expérimentales de  $g'_V$  et de  $g'_\mu$  données précédemment sont bel et bien compatibles avec l'hypothèse CVC. La valeur de l'angle de Cabibbo peut en outre

être comparée à celle qui dérive de l'étude des désintégrations de particules (tels les hyperons) violant la loi de conservation du nombre quantique d'étrangeté pour lesquelles on a accès à la quantité  $\sin(\theta_C)$ .

L'«universalité» de la constante de couplage vectorielle  $g'_V$  que postule l'hypothèse CVC doit pouvoir être vérifiée à travers l'étude systématique des transitions super-permises  $0^+ \rightarrow 0^+$  de type Fermi entre états nucléaires d'isospin  $T = 1$ . Pour de telles transitions en effet, le produit  $T_{Z_i} T_{Z_f}$  vaut toujours zéro, de sorte que la durée de vie comparée donnée par l'équation A.29, se réécrit simplement :

$$\mathcal{F}t = f(1 + \delta_R)(1 - \delta_C)t = \frac{\mathcal{K}}{2g'_V{}^2} \quad (\text{A.33})$$

où  $\mathcal{K}$  est la constante définie dans l'équation A.16. Si la valeur de  $g'_V$  est bien indépendante du noyau dans lequel opère la désintégration  $\beta$  (traduction de l'hypothèse CVC), alors il devrait en être de même pour la durée de vie comparée. La figure A.1 montre l'ensemble des valeurs de  $\mathcal{F}t$  obtenues expérimentalement pour de telles transitions super-permises [83]. La valeur moyenne  $\overline{\mathcal{F}t} = 3072.3(2)$  s obtenue pour



les neuf noyaux de plus faible numéro atomique  $Z$  (depuis le  $^{10}\text{C}$  jusqu'au  $^{54}\text{Co}$ ) est compatible avec les valeurs obtenues individuellement pour chaque noyau, ce qui

est bien en accord avec l'hypothèse CVC. En revanche, les valeurs obtenues pour les noyaux de numéro atomique plus élevé montrent des écarts grandissants par rapports à la valeur moyenne qui tiennent de l'incertitude pesant sur de la détermination expérimentale des observables dont dépend  $\mathcal{F}$  [75]. En outre, il est essentiel de trouver une modélisation unique et satisfaisante du calcul de  $\delta_C$  qui permette de valider l'hypothèse CVC sur l'ensemble des noyaux avec la même confiance. A l'heure actuelle, deux approches proposées par I. S. Towner, J. C. Hardy et M. Harvey [84] d'une part et par W. E. Ormand et B. A. Brown [85] d'autre part sont essentiellement considérées.

### Unitarité de la matrice C.K.M

La matrice de mélange de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa [86] permet de relier les états propres des quarks  $d$ ,  $s$  et  $b$  à leurs états propres de masse  $d'$ ,  $s'$  et  $b'$  tels qu'ils apparaissent expérimentalement dans les processus mettant en jeu l'interaction faible. C'est uniquement par convention que seuls les trois quarks de charge  $-\frac{1}{3}$  font l'objet d'un tel mélange a contrario des trois autres quarks  $u$ ,  $c$  et  $t$  de charge  $+\frac{2}{3}$  :

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (\text{A.34})$$

Cette matrice doit être unitaire sans quoi nombre d'hypothèses sur lesquelles repose la modélisation théorique de l'interaction faible seraient remises en question (nouvelle génération de quark, existence de courants leptoniques droits et participation de courants scalaires notamment). Cette condition d'unitarité s'exprime, pour la première ligne de la matrice, sous la forme :

$$|V_{ud}|^2 + |V_{us}|^2 + |V_{ub}|^2 = 1 \quad (\text{A.35})$$

Or il apparaît que cette condition d'unitarité est violée de façon non équivoque, la somme des carrés des trois éléments de matrice étant égale à 0.9968 (14) ce qui n'est pas compatible avec 1 [75]. Les valeurs individuelles des éléments des deux premières ligne de la matrice C.K.M sont donnés dans la référence [87].

Une raison possible du défaut d'unitarité de la matrice C.K.M repose sur la mauvaise détermination expérimentale des différents éléments de matrice précités et plus particulièrement le premier d'entre eux,  $V_{ud}$ , dont le carré représente à lui seul plus de 95 % de la somme A.35. C'est là qu'intervient le lien avec l'hypothèse CVC car on peut montrer que  $V_{ud}$  est relié au rapport des constantes de couplage  $g'_V$  et  $g'_\mu$  par la relation [81] :

$$\frac{g'_V{}^2}{g'_\mu{}^2} = V_{ud}^2 (1 + \Delta_R^V - \Delta_R^\mu) \quad (\text{A.36})$$

où les quantités  $\Delta_R^V$  et  $\Delta_R^\mu$  sont les corrections radiatives internes définies par le système d'équations A.24. L'obtention de la constante de couplage vectorielle  $g'_V$  à

partir de l'étude des transitions super-permises de type Fermi est donc essentielle si on veut éclaircir le mystère de l'apparent défaut d'unitarité de la matrice C.K.M. Ici encore, le mode de calcul de la correction coulombienne  $\delta_C$  fait l'objet de toutes les attentions. On trouvera dans la référence [1] une récapitulation des valeurs de  $|V_{ud}|$  obtenues à l'aide de différentes méthodes (notamment l'étude de la désintégration du neutron «libre») ainsi qu'un état des lieux quant au problème de l'unitarité de la matrice C.K.M.

### A.3 Courants de seconde classe dans l'interaction faible

Une des hypothèses invoquée pour expliquer l'apparent défaut d'unitarité de la matrice C.K.M. est la participation du courant scalaire au processus de désintégration  $\beta$ . Le problème de l'asymétrie  $\beta$  pose de son côté la question du degré de participation du courant tensoriel induit dans la désintégration  $\beta$ . Il semble donc nécessaire de dépasser le cadre restrictif de la théorie V-A. Une manière de «restaurer» les courants tensoriels négligés dans ce formalisme consiste à remettre en question l'approximation initiale de localité de l'interaction faible dans la désintégration  $\beta$ . Dans le cadre d'une nouvelle hypothèse baptisée *approximation d'impulsion* ou **A.I.**, les courants scalaire, tensoriel et pseudo-scalaire apparaissent ainsi comme des courants induits ayant les mêmes propriétés de symétrie que les opérateurs vectoriel et axial-vectoriel. Un nouveau courant de «magnétisme faible» noté  $\mathcal{M}$  fait également son apparition. Une propriété spécifique de ces opérateurs permet enfin de les répartir en deux catégories de courants dits de première et de seconde classe.

#### A.3.1 Courants induits dans l'approximation d'impulsion

L'hypothèse de localité de la désintégration  $\beta$  conduit naturellement à faire l'approximation d'un transfert de moment cinétique nul entre les nucléons «au repos» et les leptons émis dans la désintégration. Dans l'approximation d'impulsion, la prise en compte d'un volume d'interaction de dimension finie rend en revanche possible le transfert d'un moment cinétique même faible. Avec ces deux considérations, il n'est plus légitime théoriquement de se passer des autres courants mineurs qui apparaissent comme des «courants induits» parce qu'ils sont dûs aux processus d'interaction forte, desquels relève l'interaction nucléon-nucléon dans le noyau. Un premier pas dans l'obtention des nouvelles contributions aux courants principaux revient à considérer que les nucléons sont libres (on parle alors d'approximation **I.A.** pour «Impulse Approximation»). C'est-à-dire que l'influence de l'interaction forte ne s'exerce qu'à travers des forces à un corps (l'interaction nucléon-nucléon en tant que telle est ignorée). Prenons l'exemple de la désintégration  $\beta^-$  d'un neutron en un proton. Dans l'approximation précédente, les courants vectoriel  $V_\mu = \bar{\psi}_p (\mathcal{O}_V)_\mu \Psi_n = g_V \bar{\psi}_p \gamma_\mu \Psi_n$  et axial-vectoriel  $A_\mu = \bar{\psi}_p (\mathcal{O}_A)_\mu \Psi_n = g_A \bar{\psi}_p \gamma_\mu \gamma_5 \Psi_n$

(avec  $i\bar{\psi}_{p,n} = \psi_{p,n}^* \gamma_4$ ) se réécrivent :

$$\begin{cases} V_\mu = & i\bar{\psi}_p (f_V \gamma_\mu + f_M \sigma_{\mu\nu} q_\nu + i f_S q_\mu) \Psi_n \\ A_\mu = & i\bar{\psi}_p \gamma_5 (f_A \gamma_\mu + f_T \sigma_{\mu\nu} q_\nu + i f_P q_\mu) \Psi_n \end{cases} \quad (\text{A.37})$$

où  $q = (k_p - k_n)$  est le moment cinétique transféré entre les nucléons et les leptons au cours de la désintégration et où les quantités  $f_K$  avec  $K = V, M, S, A, T$  et  $P$  sont des facteurs de formes dépendant de  $q^2$ . On reconnaît dans les deux premiers membres de chaque équation les courants vectoriel et axial-vectoriel principaux, les quatre autres termes étant des courants induits de type *magnétisme faible* (M), scalaire (S), tensoriel (T) et pseudo-scalaire (P). C'est l'association de ces termes tensoriels avec les facteurs de forme dépendant de la quantité scalaire  $q^2$  qui leur donne de se comporter comme les courants vectoriel et axial-vectoriel.

Le terme de magnétisme faible qui fait ici son apparition est une conséquence de l'hypothèse forte de conservation du courant vectoriel. Celle-ci stipule que tout phénomène électromagnétique a sa contrepartie dans le domaine de l'interaction faible [39]. Plus précisément, le lagrangien décrivant une interaction électromagnétique de type vectorielle a son exacte correspondance sous la forme d'un lagrangien associé à un mécanisme mettant en jeu la partie vectorielle de l'interaction faible. Or on constate expérimentalement que le moment magnétique des nucléons diffère de celui prédit par la théorie qui les traite comme des particules ponctuelles. On parle de *moments magnétiques anormaux* ( $\mu_{ap}$  et  $\mu_{an}$ ). Dans l'hypothèse forte de la conservation du courant vectoriel, ces moments magnétiques anormaux du proton et du neutron induisent un «courant magnétique faible» représenté par l'opérateur  $\mathcal{M}$ . Le facteur de forme associé  $f_M$  peut être obtenu facilement dans la limite d'un transfert de moment nul entre les nucléons [39, 74] :

$$f_M(q \rightarrow 0) = \frac{\mu_{ap} - \mu_{an}}{2M} \approx 2 * 10^{-3} MeV^{-1} \quad (\text{A.38})$$

où  $M$  est la masse moyenne des nucléons.

### A.3.2 Courants de seconde classe

Les quatre courants induits sont classés en deux catégories [88] suivant qu'ils se transforment ou non de la même manière que les courants principaux sous l'action de l'opérateur  $G = CP_{sc}$  obtenu comme le produit de l'opérateur de conjugaison de charge  $C$  et de symétrie de charge  $P_{sc}$ . Ainsi, les courants de type vectoriel et axial-vectoriel sont respectivement pair et impair dans une telle transformation de même que les courants induits associés de type magnétique faible et pseudo-scalaire. En revanche, les deux autres courants induits associés de type scalaire et tensoriel ont une parité opposée sous la même transformation. En notant  $J_K$  avec  $K = V, M, S, A, T$  et  $P$  les différents courants, on a en effet :

$$\left\{ \begin{array}{l} G J_V G^{-1} = J_V \\ G J_M G^{-1} = J_M \\ G J_S G^{-1} = -J_S \end{array} \right\} \quad \text{et} \quad \left\{ \begin{array}{l} G J_A G^{-1} = -J_A \\ G J_P G^{-1} = -J_P \\ G J_T G^{-1} = J_T \end{array} \right\} \quad (\text{A.39})$$

Les courants induits de type magnétique faible et pseudo-scalaire sont qualifiés de *courants de première classe* et les courants induits de type scalaire et tensoriel, de *courants de seconde classe*. Ces derniers n'ayant pas la même parité que les courants principaux auxquels il sont rattachés vis à vis de l'opérateur  $G$ , ils conduisent à une violation de la «parité  $G$ » des courants vectoriel et axial-vectoriel dans leur ensemble alors que le modèle de la désintégration  $\beta$  suppose au contraire une conservation de cette parité [89]. L'hypothèse forte de conservation du courant vectoriel impose en revanche que la parité sous l'action de l'opérateur  $G$  soit conservée ce qui conduit à l'annulation du courant scalaire induit :  $f_S = 0$ . Dans l'hypothèse de conservation partielle du courant axial-vectoriel (P.C.A.C.) rien au contraire n'interdit formellement la non-conservation de la parité sous l'action de l'opérateur  $G$  de sorte que l'on ne peut imposer (comme pour le courant scalaire) que  $f_T$  soit nul.

Enfin, les prescriptions de l'hypothèse P.C.A.C. pour un transfert de moment cinétique  $q$  faible sont corroborées par les taux de captures nucléaires de muons mesurés expérimentalement et ils conduisent à négliger le courant pseudo-scalaire induit :  $f_P(q \rightarrow 0) = 0$  [87]. Ce dernier résultat peut-être vraisemblablement compris comme une validation, dans le cadre de l'approximation I.A. appliquée à la désintégration  $\beta$ , de l'approximation non relativiste.

Dans l'approximation I.A., les courants vectoriel et axial-vectoriel participant au processus de désintégration  $\beta$  se réécrivent donc simplement :

$$\begin{cases} V_\mu = i \bar{\psi}_p (f_V \gamma_\mu + f_M \sigma_{\mu\nu} q_\nu) \Psi_n \\ A_\mu = i \bar{\psi}_p \gamma_5 (f_A \gamma_\mu + f_T \sigma_{\mu\nu} q_\nu) \Psi_n \end{cases} \quad (\text{A.40})$$

La théorie V-A se trouve ainsi élargie pour rendre compte de la violation de la parité  $G$  et pour valider l'hypothèse de conservation «forte» du courant vectoriel dans l'interaction faible. Le courant tensoriel induit qui se rend coupable de la violation de la parité  $G$  se manifeste dans une anomalie de la distribution angulaire des leptons émis dans la désintégration  $\beta$  de noyaux polarisés [90]. L'étude de l'asymétrie  $\beta$  dans les désintégrations miroir permettra peut-être d'en contraindre la portée.





# Annexe B

## Asymétrie miroir pour les noyaux de nombre de masse $A \leq 40$

Cette annexe présente les données de spectroscopie  $\beta$  les plus récentes obtenues pour les couples de noyaux miroir de nombre de masse  $A \leq 40$ . Les noyaux concernés occupent la couche 1p (pour  $A = 8$  à 16) et une grande partie de la couche (2s,1d) (pour  $A = 17$  à 35). Elle donne les informations nécessaires à l'élaboration d'une systématique des valeurs du paramètre d'asymétrie miroir  $\delta$  pour ces noyaux :

$$\delta = \frac{(ft)^+}{(ft)^-} - 1 \quad (\text{B.1})$$

où le signe + se rapporte à la décroissance  $\beta^+$  et à la capture électronique et où le signe - se rapporte à la décroissance  $\beta^-$ .

Les critères d'élaboration de cette systématique sont explicités dans le premier paragraphe. Le second paragraphe décrit le formalisme utilisé pour la détermination du paramètre d'asymétrie miroir. Celui-ci est donné pour chaque couple de transitions miroir, dans le troisième paragraphe. Le dernier paragraphe de cette annexe présente les schémas de décroissance des couples de noyaux miroir pris en compte dans la systématique.

Les données de l'analyse de la décroissance  $\beta^+$  des noyaux  $^{21}\text{Mg}$ ,  $^{25}\text{Si}$  et  $^{26}\text{P}$  exposée dans le second chapitre de ce travail, sont utilisées.

### B.1 Critères d'établissement de la systématique

Les données expérimentales de spectroscopie  $\beta$  ont fait l'objet d'une étude systématique visant à dégager, pour chaque ensemble de noyaux isobariques de nombre de masse  $A \leq 40$ , les couples de noyaux miroir pour lesquels une détermination du paramètre d'asymétrie  $\delta$  est possible **pour un couple de transitions miroir au moins**. Les critères de réjection adoptés sont les suivants :

- un des membres du couple de noyaux miroir au moins est soit stable soit se désintègre partiellement ou totalement par émission de particules plutôt que par émission  $\beta$  seule, de sorte qu'on ne peut parler de modes de désintégrations symétriques.

- les deux noyaux miroir présentent le même mode de radioactivité, c'est-à-dire qu'ils se désintègrent tous deux par émission  $\beta^-$  ou bien par émission  $\beta^+$  et par capture électronique, de sorte qu'on ne peut comparer en termes de symétrie leurs modes de désintégration. C'est, par exemple, le cas du couple ( $^{39}\text{Ar}, ^{39}\text{K}$ ), ces deux noyaux se désintégrant par émission  $\beta^+$  et par capture électronique.
- l'étude portant sur les transitions de Gamow-Teller permises, j'ai fixé une limite supérieure pour les valeurs de  $\log(ft)$  prises en compte : dans le cas où la ou les seules transitions miroir observées ont des valeurs de  $\log(ft) > 6$ , les noyaux miroir ont été rejetés (voir à ce sujet la référence [29]). C'est la raison pour laquelle le couple ( $^{32}\text{P}, ^{32}\text{Cl}$ ), entre autres, ne figure pas dans cette systématique.
- les rapports d'embranchement caractérisant la décroissance  $\beta$  de certains noyaux ne sont pas connus avec suffisamment de précision pour que le calcul du paramètre  $\delta$  associé ait un sens. J'ai fixé arbitrairement une limite quant à cette précision en rejetant les transitions miroir dont l'incertitude sur le taux d'alimentation est supérieure ou égale à 50 %. C'est ce qui explique la non prise en compte des transitions miroir entre les états fondamentaux des noyaux  $^{13}\text{B}$  et  $^{13}\text{O}$  vers les états de moment angulaire total  $J = \frac{5}{2}^-$  dans les noyaux  $^{13}\text{C}$  et  $^{13}\text{N}$  notamment (voir la figure B.4).

Au total, 17 couples de noyaux miroir ont été considérés qui offrent à l'analyse 46 transitions miroir permises de type Gamow-Teller (avec  $\log(ft) < 6$ ).

## B.2 Calcul de $\log(ft)$

### B.2.1 Les références

L'étude porte sur les transitions miroir dans les noyaux de nombre de masse  $A \leq 40$ . Elle prétend réactualiser (et compléter le cas échéant) l'étude systématique des taux de transition de type Gamow-Teller datant de 1993 pour les noyaux de nombre de masse  $A \leq 18$  (W.-T. Chou *et al.* [3]) et de 1985 pour les noyaux de nombre de masse  $17 \leq A \leq 39$  (B. A. Brown et W. H. Wildenthal [25]). J'ai donc ignoré dans le calcul des valeurs de  $f$  la procédure suivie par N. B. Gove et M. J. Martin [91] (reprise par Ph. Dessagne et Ch. Miéché [92]) au profit de celle adoptée par B. A. Brown et W. H. Wildenthal [25]. Le choix du formalisme n'a en fait que peu d'incidence. On peut s'en convaincre en comparant les valeurs de  $\log(ft)$  présentées ici pour la désintégration  $\beta^+$  de  $^{22}\text{Al}$  avec celles données par N. L. Achouri [93] et calculées d'après les tables de N. B. Gove et M. J. Martin. La valeur de  $\log(ft)$  associée à l'alimentation de l'état isobarique analogue dans  $^{22}\text{Mg}$  vaut par exemple 3.51 (4) % dans cette dernière étude. Notre calcul donne à titre de comparaison une valeur de  $\log(ft) = 3.52$  (7) % pour l'alimentation du même état.

Si le mode de calcul des valeurs de  $\log(ft)$  dans les deux études systématiques revisitées suit rigoureusement le même formalisme, certaines des corrections appliquées ont vu leur paramétrisation évoluer entre 1985 et 1993. Il m'a donc paru utile de recalculer les valeurs obtenues pour les noyaux de nombre de masse  $17 \leq A \leq 39$

pour pouvoir comparer un terme d'asymétrie  $\delta$  calculé de la même manière sur l'ensemble des noyaux (pour  $A \leq 40$ ). D'autre part, la prise en compte de données spectroscopiques plus récentes m'a conduit à réactualiser certains calculs ou à en faire de nouveaux. Par soucis de cohérence, j'ai donc refait l'ensemble des calculs quand bien même aucune nouvelle information spectroscopique n'était disponible. Enfin, l'influence de la largeur des états finaux peuplés dans les désintégrations est prise en compte par W.-T. Chou *et al.* mais pas par B. A. Brown et W. H. Wildenthal. Je l'ai donc ignorée dans l'ensemble des calculs de  $\log(ft)$ .

### B.2.2 Le formalisme

Il est donc emprunté à W.-T. Chou, E. K. Warburton et B. A. Brown [3] et reprend celui adopté par B. A. Brown et B. H. Wildenthal [25]. Les valeurs de  $\log(ft)^\pm$  associées aux transitions miroir  $\beta^+$  (avec une contribution éventuelle du processus de capture électronique) et  $\beta^-$  sont calculées à partir de la formule suivante :

$$\log(ft)^\pm = \log \left( f * \frac{T_{\frac{1}{2}}}{BR^\pm} \right) \quad (\text{B.2})$$

où  $T_{\frac{1}{2}}$  est la durée de vie du noyau étudié et  $BR^\pm$  le rapport d'embranchement associé à la désintégration  $\beta^\pm$  considérée. Ces deux informations expérimentales sont tirées des références données dans les tableaux B.1 et B.3 et elles apparaissent dans les schémas B.3 à B.17. Le formalisme théorique n'intervient donc que dans l'évaluation des facteurs d'espace de phase (ou intégrales de Fermi)  $f$ . Par définition, le facteur d'espace de phase est donné par l'intégrale suivante :

$$f = \int_0^{E_0} F(Z, E) E \sqrt{E^2 - 1} (E_0 - E)^2 dE \quad (\text{B.3})$$

où  $E$  est l'énergie cinétique de l'électron émis ou capturé ou bien celle du positon émis.  $E_0$  est l'énergie disponible pour l'électron ou le positon dans la désintégration  $\beta$ . En notant  $Q_\beta$  la chaleur de réaction et  $E_f^*$  l'énergie d'excitation de l'état du noyau fils peuplé dans la désintégration,  $E_0$  s'écrit :  $E_0 = Q_\beta - E_f^*$ . Le terme  $F(Z, E)$  est appelé **fonction de Fermi** [94]. Il rend compte de l'interaction de l'électron ou du positon avec le potentiel coulombien du noyau.

La procédure suivie par B. A. Brown et B. H. Wildenthal consiste à déterminer séparément les facteurs d'espaces de phase  $f_A$ ,  $f_V$  et  $f^e$  associés respectivement aux composantes axiale-vectorielle et vectorielle des désintégrations  $\beta^\pm$  d'une part et au processus de capture électronique d'autre part.

Dans ce qui suit,  $W_0$  désignera l'énergie totale (énergie cinétique plus énergie de masse) disponible dans la transition considérée et donnée en unité de la masse de l'électron :

$$W_0 = 1 + \frac{E_0}{m_e.c^2} = 1 + \frac{Q_\beta - E_f^*}{m_e.c^2} \quad (\text{B.4})$$

où  $m_e.c^2$  désigne la masse de l'électron au repos soit  $m_e.c^2 = 511 \text{ keV}$ .

### Calcul de $f_A$

Plutôt que de calculer l'intégrale donnant de manière exacte le facteur  $f$  pour une désintégration  $\beta^+$ , on utilise une paramétrisation empruntée à D. H. Wilkinson et B. E. F. Macefield [95] de la forme  $Sf_0$  où  $f_0$  correspond à ce qu'on obtiendrait en guise de fonction de Fermi pour un noyau de numéro atomique  $Z = 0$ . On apporte ensuite deux corrections  $\delta_D$  et  $\delta_R$  qu'il me reste à expliciter. On se ramène donc au calcul de :

$$f_A = S * f_0 * \delta_D * \delta_R \quad (\text{B.5})$$

–  $f_0$  s'écrit [95] :

$$f_0 = \frac{1}{60} \sqrt{W_0^2 + 1} (2W_0^4 - 9W_0^2 - 8) + \frac{1}{4} W_0 \ln \left( W_0 + \sqrt{W_0^2 + 1} \right) \quad (\text{B.6})$$

Ce facteur dépend de façon évidente de l'énergie emportée dans la transition et on peut constater qu'il est proportionnel à  $W_0^5$ , c'est-à-dire qu'il varie avec la chaleur de réaction comme  $Q_\beta^5$ .

–  $S$  fait apparaître l'essentiel de la paramétrisation. Il est donné par [95] :

$$S = \prod_{n=0}^3 \exp [a_n(Z, E_0) \ln(E_0)^n] \quad (\text{B.7})$$

Les paramètres  $a_n$  dépendent du numéro atomique du noyau et de l'énergie emportée dans la désintégration ; c'est donc ici que l'on «rétablit la structure nucléaire du noyau». Ils font l'objet d'une tabulation donnée dans la même référence.  $S$  répond également du phénomène d'écrantage induit par le cortège électronique de l'atome et de la composante d'ordre  $\alpha$  de la correction radiative «externe» [77, 76, 78] ordinairement appliquée au facteur d'espace de phase  $f$ .

– le terme correctif  $\delta_D$  : il rend compte de ce que la densité de charge du noyau de masse atomique  $Z$  n'est pas distribuée de manière uniforme [95, 96]. On prend en considération sa «diffusivité» en corrigeant la paramétrisation précédente du terme :

$$\delta_D = 1 + 1.8 * 10^{-5} Z^{1.36} - 1.2 * 10^{-6} Z W_0 \quad (\text{B.8})$$

– le terme correctif  $\delta_R$  : il s'agit d'une correction radiative dont différentes paramétrisations sont données dans les références [95, 97] et [79]. La plus récente d'entre-elles donne :

$$\delta_R = 1 + 4.00 * 10^{-4} Z \left[ 1 + 0.22 \ln \left( \frac{1.36}{W_0} \right) \right] + 0.36 * 10^{-6} Z^2 \quad (\text{B.9})$$

Elle correspond aux termes proportionnels à  $Z\alpha^2$  et à  $Z^2\alpha^3$  de la correction radiative «externe» dont  $S$  prend en compte le terme d'ordre le plus bas en  $\alpha$ .

### Calcul de $f_V$

La procédure suivie par D. H. Wilkinson et B. E. F. Macefield est de déduire la valeur du facteur d'espace de phase associé à la partie vectorielle de la désintégration  $\beta$  de celle obtenue dans la paramétrisation précédente pour la partie axiale-vectorielle de la désintégration  $\beta$ .  $f_V$  dérive ainsi de  $f_A$  par l'application d'un simple terme correctif  $\delta_V$  qui s'écrit, suivant que l'on ait à faire à une désintégration  $\beta^+$  ou  $\beta^-$  de la façon suivante :

$$f_V = \delta_V * f_A \quad \text{avec} \quad \delta_V = 1 \pm \frac{2}{15} \alpha Z (W_0 R) - \frac{4}{105} (W_0 R)^2 \quad (\text{B.10})$$

où  $R$  désigne le rayon nucléaire pour une distribution de charge supposée uniforme et sphérique dans le noyau. Il fait l'objet de différentes paramétrisations. J'ai utilisé celle donnée dans la référence [3] :

$$R = r_0 \frac{A^{\frac{1}{3}}}{386.16} \quad (\text{B.11})$$

avec

$$r_0 = 1.614 - 0.1067(\ln A) + 0.005456(\ln A)^2 + \frac{6.112}{(A - 1.76)^2} \text{ fm} \quad (\text{B.12})$$

En pratique, rien n'empêche de considérer une paramétrisation plus grossière du rayon nucléaire de la forme [25]  $R = 1.35A^{\frac{1}{3}}$  fm car le terme correctif  $\delta_V$  ne diffère de 1 qu'à  $10^{-4}$  près. Le choix de paramétrisations différentes du rayon nucléaire est donc d'un effet négligeable et N. B. Gove et M. J. Martin ont montré par ailleurs [91] qu'un accroissement relatif de 10% du rayon nucléaire à  $A$  et  $Z$  constants n'a que peu d'influence sur la valeur du terme correctif  $\delta_V$ .

### Calcul de $f^\epsilon$

Pour des noyaux de faible numéro atomique ( $Z \leq 20$  typiquement), la capture électronique ne concerne de manière significative [3] que les électrons occupant les couches  $K$  et  $L_1$ . On écrira donc :  $f^\epsilon = f_K^\epsilon + f_{L_1}^\epsilon$ . A la capture d'un électron d'une couche  $i = K, L_1$  donnée est associée un facteur d'espace de phase  $f_i^\epsilon$  qui s'écrit suivant la référence [98] :

$$f_i^\epsilon = \frac{\pi}{2} n_i Q_i^2 \beta_i^2 B_i \quad (\text{B.13})$$

où  $n_i$  est la densité d'occupation électronique de la couche  $i$ .  $Q_i = Q_0 - E_i$  est l'énergie disponible pour la transition. Elle est obtenue comme la différence  $Q_0$  des excès de masse atomiques des noyaux initial et final moins l'énergie  $E_i$  de liaison d'un électron de la couche  $i$  dans le noyau fils (toutes énergies exprimées en unités de  $m_e c^2$ ).  $\beta_i$  désigne l'amplitude de la fonction d'onde radiale d'un électron de la couche  $i$  au centre du noyau et  $B_i$  un terme correctif d'échange et de recouvrement des fonctions d'onde électroniques induit par les électrons atomiques spectateurs. Les quantités  $n_i$ ,  $E_i$ ,  $\beta_i$  et  $B_i$  sont tabulées pour des valeurs de numéro atomique  $Z$  croissantes [99] et l'on peut aisément calculer pour une capture électronique donnée,

le facteur d'espace de phase correspondant en négligeant la participation des couches électroniques supérieures à  $L_1$  :

$$f^\epsilon = f_K^\epsilon + f_{L_1}^\epsilon = \frac{\pi}{2} [n_K Q_K^2 \beta_K^2 B_K + n_{L_1} Q_{L_1}^2 \beta_{L_1}^2 B_{L_1}] \quad (\text{B.14})$$

En pratique, la valeur de  $f^\epsilon$  est négligeable en comparaison de celle de  $f_A^+$  dans les transitions pour lesquelles les deux processus peuvent entrer en concurrence. Ainsi, dans l'exemple représentatif de la décroissance de  ${}^{22}_{13}\text{Al}$ , le rapport de ces deux quantités est de l'ordre de quelques  $10^{-5}$  pour l'ensemble des transitions considérées. Deux facteurs jouent en défaveur du processus de capture électronique : la petitesse du numéro atomique des isotopes étudiés ( $Z \leq 19$ ) et l'importance de l'énergie emportée dans la désintégration. Le processus de capture électronique n'est en effet compétitif que pour des transitions d'énergie relativement basse (jusqu'à quelques MeV). Or s'agissant de l'étude des transitions miroir de Gamow-Teller, un simple aperçu des schémas de décroissance (figures B.1 à B.17) suffit à nous convaincre que l'énergie emportée par les positons dans ces décroissances sont relativement élevées. Le tableau récapitulatif B.2 montre qu'elle varie en fait de  $5.6 \text{ MeV}$  (désintégration de l'état fondamental de  ${}^{17}\text{Ne}$  vers l'état excité à  $8.4 \text{ MeV}$  de  ${}^{17}\text{F}$ ) à  $17.8 \text{ MeV}$  (désintégration de l'état fondamental de  ${}^{31}\text{Ar}$  vers l'état fondamental de  ${}^{31}\text{Cl}$ ).

Dans de telles conditions, M. A. Preston montre [68] que le rapport  $f^\epsilon/f_A^+$  est donné en bonne approximation par la quantité  $60\pi(\alpha Z/W_0)^3$ . Le cas le plus défavorable que l'on puisse envisager dans notre systématique ( $Z = 10$  et  $W_0 = 11$  pour la décroissance précédemment mentionnée de  ${}^{17}\text{Ne}$ ) donne une valeur maximale de ce rapport de l'ordre de  $3 * 10^{-4}$ .

### B.3 Valeurs du paramètre d'asymétrie expérimental $\delta$

L'identification des couples de transitions miroir ne pose problème que lorsque les deux noyaux miroir décroissent vers les états nucléaires analogues de noyaux fils différents. La structure en couche et les énergies des états nucléaires des noyaux fils sont cependant relativement bien connue (ce sont les états de plus basse énergie) de sorte que l'identification des états miroir des noyaux fils en est facilitée.

Le tableau B.1 donne la valeur de  $Q_\beta$  associée à la décroissance  $\beta$  des noyaux miroir, c'est-à-dire l'énergie disponible dans leur désintégration. Elle est calculée, à partir des excès de masse atomique individuels compilés dans la référence [20]. Cette quantité sert à la détermination des valeurs de  $W_0^\pm$  présentées dans le tableau B.2.

Les durées de vies des noyaux miroir sont tirés des références citées dans la dernière colonne du tableau B.1. Les noyaux sont identifiés par le moment angulaire total et l'isospin total de leur état fondamental.

L'équation B.2 permet, sur la base de ces données, de calculer les valeurs de  $\log(ft)$  pour l'ensemble des transitions miroir considérées. Elles ont conduit à la détermination du paramètre d'asymétrie  $\delta$  associé à chaque couple de transitions miroir. Le tableau B.2 donne ces valeurs pour les différents couples de noyaux miroir pris en compte.

${}^A_Z X$	$J_i^{\pi_i}; T_i$	${}^A_Z Y$	$J_f^{\pi_f}; T_f$	$Q_{\beta, EC} (\Delta Q_{\beta, EC})$	Réf.	$T_{\frac{1}{2}} (\Delta T_{\frac{1}{2}})$	Réf.
${}^8_3 Li$	$2^+; 1$	${}^8_4 Be$	$0^+; 0$	16004.5 (5) keV	[20]	840.3 (9) ms	[100]
${}^8_5 B$	$2^+; 1$			17979.3 (11) keV	[20]	770 (3) ms	[101]
${}^9_3 Li$	$\frac{3^-}{2}; \frac{3}{2}$	${}^9_4 Be$	$\frac{3^-}{2}; \frac{1}{2}$	13606.3 (19) keV	[20]	178.3 (4) ms	[101]
${}^9_6 C$	$(\frac{3^-}{2}); \frac{3}{2}$	${}^9_4 B$	$\frac{3^-}{2}; \frac{1}{2}$	16497.9 (24) keV	[20]	126.5 (9) ms	[101]
${}^{12}_5 B$	$1^+; 1$	${}^{12}_6 C$	$0^+; 0$	13368.9 (14) keV	[20]	20.20 (2) ms	[102]
${}^{12}_7 N$	$1^+; 1$			17338.1 (10) keV	[20]	11.000 (16) ms	[102]
${}^{13}_5 B$	$\frac{3^-}{2}; \frac{3}{2}$	${}^{13}_6 C$	$\frac{1^-}{2}; \frac{1}{2}$	13437.2 (11) keV	[20]	17.36 (16) ms	[103]
${}^{13}_8 O$	$\frac{3^-}{2}; \frac{3}{2}$	${}^{13}_7 N$	$\frac{1^-}{2}; \frac{1}{2}$	17766 (10) keV	[20]	8.58 (5) ms	[103]
${}^{17}_7 N$	$\frac{1^-}{2}; \frac{3}{2}$	${}^{17}_8 O$	$\frac{5^+}{2}; \frac{1}{2}$	8680 (15) keV	[20]	4.173 (4) s	[104]
${}^{17}_{10} Ne$	$\frac{1^-}{2}; \frac{3}{2}$	${}^{17}_9 F$	$\frac{5^+}{2}; \frac{1}{2}$	14538 (50) keV	[20]	109.2 (6) ms	[104]
${}^{20}_9 F$	$2^+; 1$	${}^{20}_{10} Ne$	$0^+; 0$	7024.53 (8) keV	[20]	11.163 (8) s	[105]
${}^{20}_{11} Na$	$2^+; 1$			13887 (7) keV	[20]	447.9 (23) ms	[105]
${}^{20}_8 O$	$0^+; 2$	${}^{20}_9 F$	$2^+; 1$	3814.3 (12) keV	[20]	13.51 (5) s	[105]
${}^{20}_{12} Mg$	$0^+; 2$	${}^{20}_{11} Na$	$2^+; 1$	10726 (28) keV	[20]	90 (6) ms	[20]
${}^{21}_9 F$	$\frac{5^+}{2}; \frac{3}{2}$	${}^{21}_{10} Ne$	$\frac{3^+}{2}; \frac{1}{2}$	5684.1 (18) keV	[20]	14.158 (20) s	[10]
${}^{21}_{12} Mg$	$\frac{5^+}{2}; \frac{3}{2}$	${}^{21}_{11} Na$	$\frac{3^+}{2}; \frac{1}{2}$	13096 (16) keV	[20]	122 (3) ms	[10]
${}^{22}_9 F$	$4^+; 2$	${}^{22}_{10} Ne$	$0^+; 1$	10818 (12) keV	[20]	4.23 (4) s	[10]
${}^{22}_{13} Al$	$4^+; 2$	${}^{22}_{12} Mg$	$0^+; 1$	18180 (90)# keV	[20]	91.1 (5) ms	[93]
${}^{24}_{11} Na^m$	$1^+; 1$	${}^{24}_{12} Mg$	$0^+; 0$	5987.99 (29) keV	[20]	20.20 (7) ms	[10]
${}^{24}_{13} Al^m$	$1^+; 1$			14304.4 (40) keV	[20]	131.3 (25) ms	[10]
${}^{25}_{11} Na$	$\frac{5^+}{2}; \frac{3}{2}$	${}^{25}_{12} Mg$	$\frac{5^+}{2}; \frac{1}{2}$	3835.2 (12) keV	[20]	59.1 (6) s	[10]
${}^{25}_{14} Si$	$\frac{5^+}{2}; \frac{3}{2}$	${}^{25}_{13} Al$	$\frac{5^+}{2}; \frac{1}{2}$	12741 (10) keV	[20]	220 (3) ms	[10]
${}^{26}_{11} Na$	$3^+; 2$	${}^{26}_{12} Mg$	$0^+; 1$	9312 (14) keV	[20]	1.077 (5) s	[10]
${}^{26}_{15} P$	$3^+; 2$	${}^{26}_{14} Si$	$0^+; 1$	18258 (90)# keV		43.9 (5) ms	
${}^{28}_{13} Al$	$3^+; 1$	${}^{28}_{14} Si$	$0^+; 0$	4642.24 (14) keV	[20]	2.2414 (12) m	[10]
${}^{28}_{15} P$	$3^+; 1$			14332 (4) keV	[20]	270.3 (5) ms	[10]
${}^{31}_{13} Al$	$(\frac{3}{2}, \frac{5}{2})^+; \frac{5}{2}$	${}^{31}_{14} Si$	$\frac{3^+}{2}; \frac{3}{2}$	7995 (20) keV	[20]	644 (25) ms	[10]
${}^{31}_{18} Ar$	$\frac{5^+}{2}; \frac{5}{2}$	${}^{31}_{17} Cl$	$(\frac{3^+}{2}); \frac{3}{2}$	18360 (220)# keV	[20]	14.1 (7) ms	[41]
${}^{33}_{15} P$	$\frac{1^+}{2}; \frac{3}{2}$	${}^{33}_{16} S$	$\frac{3^+}{2}; \frac{1}{2}$	248.5 (11) keV	[20]	25.34 (12) j	[10]
${}^{33}_{18} Ar$	$\frac{1^+}{2}; \frac{3}{2}$	${}^{33}_{17} Cl$	$\frac{3^+}{2}; \frac{1}{2}$	11624 (30) keV	[20]	173 (2) ms	[10]
${}^{35}_{16} S$	$\frac{3^+}{2}; \frac{3}{2}$	${}^{35}_{17} Cl$	$\frac{3^+}{2}; \frac{1}{2}$	167.14 (10) keV	[20]	87.51 (12) j	[10]
${}^{35}_{19} K$	$\frac{3^+}{2}; \frac{3}{2}$	${}^{35}_{18} Ar$	$\frac{3^+}{2}; \frac{1}{2}$	11881 (20) keV	[20]	190 (30) ms	[10]
${}^{35}_{15} P$	$\frac{1^+}{2}; \frac{5}{2}$	${}^{35}_{16} S$	$\frac{3^+}{2}; \frac{3}{2}$	3988.8 (19) keV	[20]	47.3 (7) s	[10]
${}^{35}_{20} Ca$	$\frac{1^+}{2}; \frac{5}{2}$	${}^{35}_{19} K$	$\frac{3^+}{2}; \frac{3}{2}$	15607 (73)# keV	[20]	25.7 (2) ms	[42]

TAB. B.1: Valeurs de  $Q_{\beta}$  et durées de vie expérimentales des noyaux miroir de masse  $A \leq 40$ . Les valeurs suivies du symbole # sont le fruit d'évaluations. Les données expérimentales concernant le noyau  ${}^{26}_{15} P$  sont tirées du second chapitre de ce travail.



Couple	$T$	$J_f - J_i$	$W_0^-$	$W_0^+$	$W_0^- + W_0^+$	$\delta$ %
$({}^8_3\text{Li}; {}^8_5\text{B})$	1	0	26.37 (6)	28.24 (6)	54.6 (1)	8 (2)
$({}^9_3\text{Li}; {}^9_6\text{C})$	$\frac{3}{2}$	0	27.627 (4)	31.286 (5)	58.912 (6)	16 (8)
		+1	22.873 (5)	26.67 (1)	49.54 (1)	10 (30)
		+1	4.52 (4)	7.68 (12)	12.20 (16)	270 (60)
$({}^{12}_5\text{B}; {}^{12}_7\text{N})$	1	-1	27.162 (3)	32.930 (2)	60.092 (5)	13 (1)
		+1	18.476 (3)	24.243 (2)	42.719 (5)	10 (2)
		-1	12.183 (3)	17.951 (2)	30.134 (5)	60 (50)
		(-1)	7.0 (6)	12.8 (6)	19.8 (12)	50 (130)
$({}^{13}_5\text{B}; {}^{13}_8\text{O})$	$\frac{3}{2}$	-1	27.296 (2)	33.77 (2)	61.07 (2)	11 (3)
		0	20.086 (2)	26.91 (2)	47.00 (2)	24 (15)
		-1	9.96 (4)	16.31 (3)	26.27 (7)	20 (40)
		0	7.93 (1)	15.22 (3)	23.15 (4)	40 (80)
$({}^{17}_7\text{N}; {}^{17}_{10}\text{Ne})$	$\frac{3}{2}$	+1	9.08 (3)	18.4 (1)	27.5 (1)	44 (7)
		+1	7.46 (3)	16.7 (1)	24.2 (1)	-10 (4)
		0	6.36 (3)	15.6 (1)	22.0 (1)	52 (14)
		+1	3.19 (5)	11.4 (2)	14.6 (3)	200 (80)
		0	1.93 (3)	11.7 (1)	13.6 (1)	-20 (30)
		+1	2.36 (4)	10.9 (1)	13.3 (1)	-49 (22)
$({}^{20}_9\text{F}; {}^{20}_{11}\text{Na})$	1	0	11.5496 (2)	22.98 (1)	34.53 (1)	2 (1)
$({}^{20}_8\text{O}; {}^{20}_{12}\text{Mg})$	2	+1	6.396 (2)	18.06 (6)	24.46 (6)	18 (8)
		+1	1.638 (2)	14.12 (6)	15.76 (6)	155 (40)
$({}^{21}_9\text{F}; {}^{21}_{12}\text{Mg})$	$\frac{3}{2}$	0	11.437 (4)	23.979 (31)	35.416 (35)	20 (70)
		+1	8.707 (4)	21.270 (31)	29.977 (35)	20 (30)
		0	3.268 (4)	16.235 (32)	19.503 (36)	-10 (20)
		-1	2.956 (4)	15.894 (32)	18.850 (36)	20 (20)
$({}^{22}_9\text{F}; {}^{22}_{13}\text{Al})$	2	0	11.36 (2)	25.0 (2)	36.4 (2)	30 (30)
		-1	11.13 (2)	24.7 (2)	35.8 (2)	-24 (13)
		0	9.75 (2)	23.2 (2)	32.9 (2)	10 (20)
		(-1,+1)	7.64 (2)	21.4 (2)	29.0 (2)	24 (15)
$({}^{24}_{11}\text{Na}^m; {}^{24}_{13}\text{Al}^m)$	1	-1	12.718 (1)	26.993 (8)	39.71 (1)	-20 (40)
$({}^{25}_{11}\text{Na}; {}^{25}_{14}\text{Si})$	$\frac{3}{2}$	0	8.505 (2)	23.93 (2)	32.44 (2)	0 (40)
		-1	6.598 (2)	22.09 (2)	28.68 (2)	0 (20)
		+1	5.351 (2)	20.78 (2)	26.13 (2)	30 (40)
		-1	3.023 (2)	18.71 (2)	21.73 (2)	48 (11)
$({}^{26}_{11}\text{Na}; {}^{26}_{15}\text{P})$	$\frac{3}{2}$	-1	15.69 (3)	31.50 (18)	47.2 (2)	50 (60)
		(0)	11.51 (3)	27.66 (18)	39.2 (2)	10 (40)
		-1	10.75 (3)	26.92 (18)	37.7 (2)	110 (160)
		(0)	10.71 (3)	26.83 (18)	37.5 (2)	100 (70)
		(0)	7.24 (3)	23.41 (18)	30.6 (2)	-24 (11)
$({}^{28}_{13}\text{Al}; {}^{28}_{15}\text{P})$	1	-1	6.6032 (3)	23.566 (8)	30.17 (1)	-5 (1)
$({}^{31}_{13}\text{Al}; {}^{31}_{18}\text{Ar})$	$\frac{5}{2}$	(0,-1)	16.65 (4)	34.9 (4)	51.6 (5)	28 (20)
		(+1,0)	13.33 (4)	31.5 (4)	44.8 (5)	-30 (50)
		(0,-1)	12.11 (4)	30.1 (4)	42.3 (5)	10 (30)
$({}^{33}_{15}\text{P}; {}^{33}_{18}\text{Ar})$	$\frac{3}{2}$	+1	1.486 (2)	21.75 (6)	23.23 (6)	0 (10)
$({}^{35}_{16}\text{S}; {}^{35}_{19}\text{K})$	$\frac{3}{2}$	0	1.3271 (2)	22.25 (4)	23.58 (4)	20 (20)
$({}^{35}_{15}\text{P}; {}^{35}_{20}\text{Ca})$	$\frac{5}{2}$	0	5.729 (4)	26.52 (15)	32.24 (15)	18 (5)

TAB. B.2: Valeurs du paramètre d'asymétrie  $\delta$  pour les couples de noyaux miroir de masse  $A \leq 40$ . Les résultats pour les couples de masse  $A = 21, 25$  et  $A = 26$  sont tirés du deuxième chapitre de ce travail.

Lorsqu'il existe plus d'un couple de telles transitions pour un même couple de noyaux miroir, les paramètres d'asymétrie sont classés par ordre décroissant de la valeur de  $W_0^- + W_0^+$ . La variation de moment angulaire total entre l'état initial et l'état final est donnée pour chaque transition, dans la deuxième colonne du tableau.

## B.4 Schémas de décroissance des couples de noyaux miroir

Le membre de gauche de chaque schéma (figures B.1 à B.17) décroît par désintégration  $\beta^-$ , le membre de droite décroissant par désintégration  $\beta^+$  et par capture électronique. Les rapports d'embranchement et les valeurs de  $\log(ft)$  sont indiquées pour chaque transition. L'incertitude  $\Delta(\log(ft))$  sur la valeur de  $\log(ft)$  associée à chaque transition est donnée par  $\frac{1}{\ln(10)*ft} * \Delta(ft)$ , où  $\Delta(ft)$  est l'incertitude sur la valeur calculée de  $ft$ . Elle est obtenue comme la valeur maximale des incertitudes  $\Delta^+(ft)$  et  $\Delta^-(ft)$  évaluées de la manière suivante :

$$\Delta^\pm(ft) = \sqrt{\left(\frac{f(E \pm \Delta E) * T_{\frac{1}{2}}}{BR} - ft\right)^2 + \left(\frac{f * (T_{\frac{1}{2}} \pm \Delta T_{\frac{1}{2}})}{BR} - ft\right)^2 + \left(\frac{f * T_{\frac{1}{2}}}{BR \mp \Delta BR} - ft\right)^2} \quad (\text{B.15})$$

Lorsqu'un rapport d'embranchement ou bien l'énergie d'un état peuplé dans une désintégration sont donnés sans leurs incertitudes, celle associée à la valeur de  $\log(ft)$  correspondante n'est représentative que de l'incertitude sur les autres paramètres intervenant dans le calcul de  $ft$ . Elle ne conduit donc qu'à une valeur inférieure de l'incertitude sur  $\log(ft)$  qui est alors précédée du symbole ">". Une illustration de ce dernier point est donnée par l'écriture des valeurs de  $\log(ft)$  pour la décroissance des noyaux miroirs ( $A = 8; T = 1$ ) (voir la figure B.1).

Les rapports d'embranchement vers les états de plus basse énergie des noyaux fils apparaissent entre crochets lorsqu'il sont déduits de la somme des autres rapports d'embranchement.

L'ensemble des informations spectroscopiques et structurales figurent lorsqu'elles sont connues. Sont ainsi donnés pour chaque noyau se désintégrant le moment angulaire total et l'isospin total de son état fondamental, sa durée de vie et son excès de masse atomique par rapport au noyau vers lequel il décroît. Les quantités  $S_p$  et  $S_n$  désignent les énergies de séparation du dernier proton (noyau père dans la désintégration  $\beta^+$  et noyau fils dans la désintégration  $\beta^-$ ) et du dernier neutron (inversement, celle du noyau père dans la désintégration  $\beta^-$  et celle du noyau fils dans la désintégration  $\beta^+$ ).

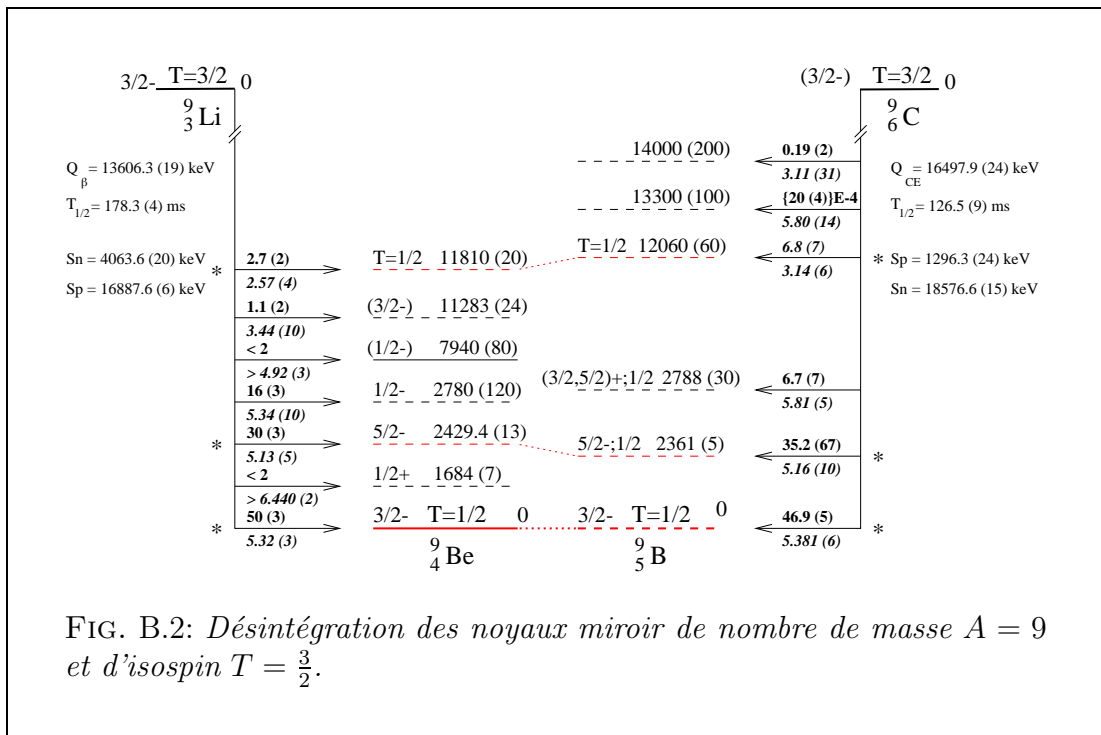
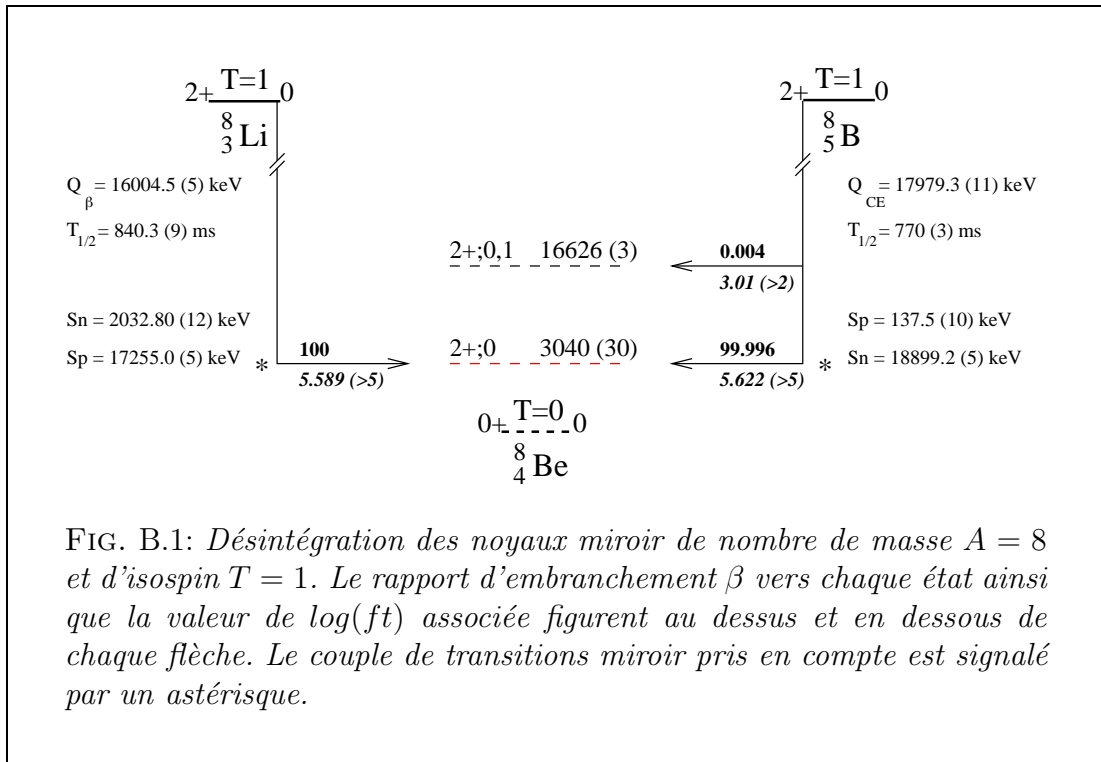
Les noyaux produits dans la désintégration apparaissent avec leur état fondamental et ceux de leurs états excités qui sont peuplés substantiellement dans les désintégrations. Les états excités représentés en traits discontinus sont des états non liés par rapport à l'émission de particules ou, s'agissant d'états fondamentaux, décroissant à leur tour par émission  $\beta$  ou par émission de particules.

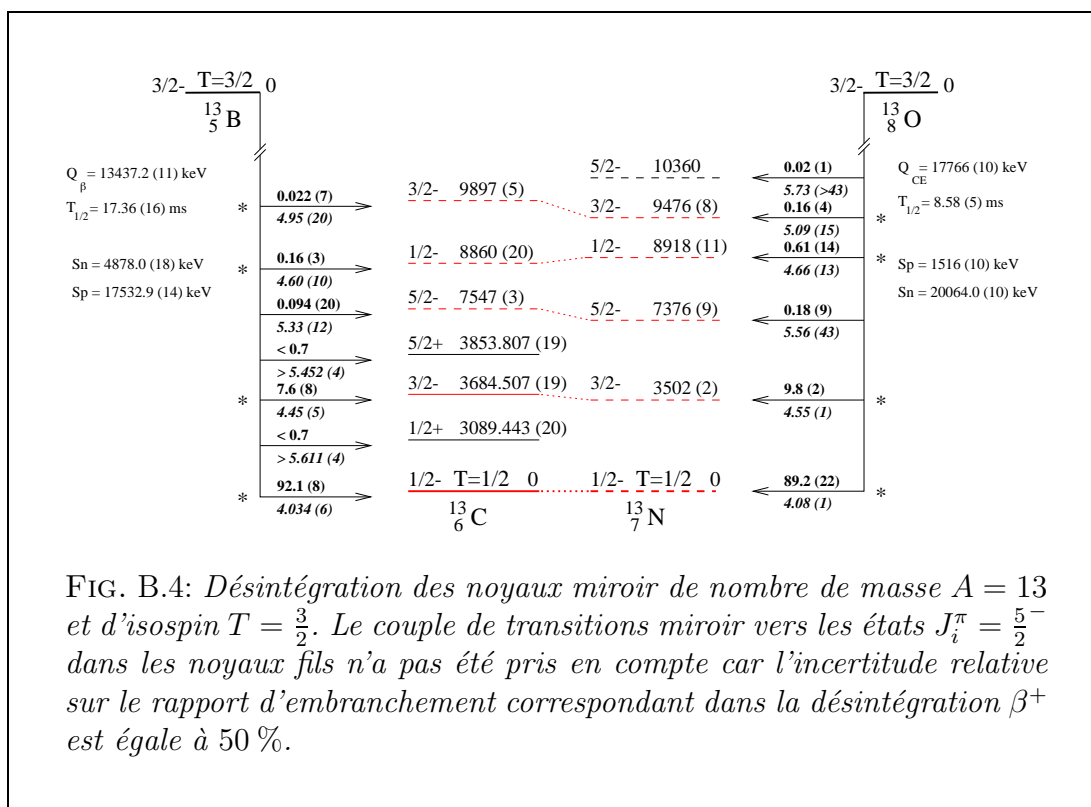
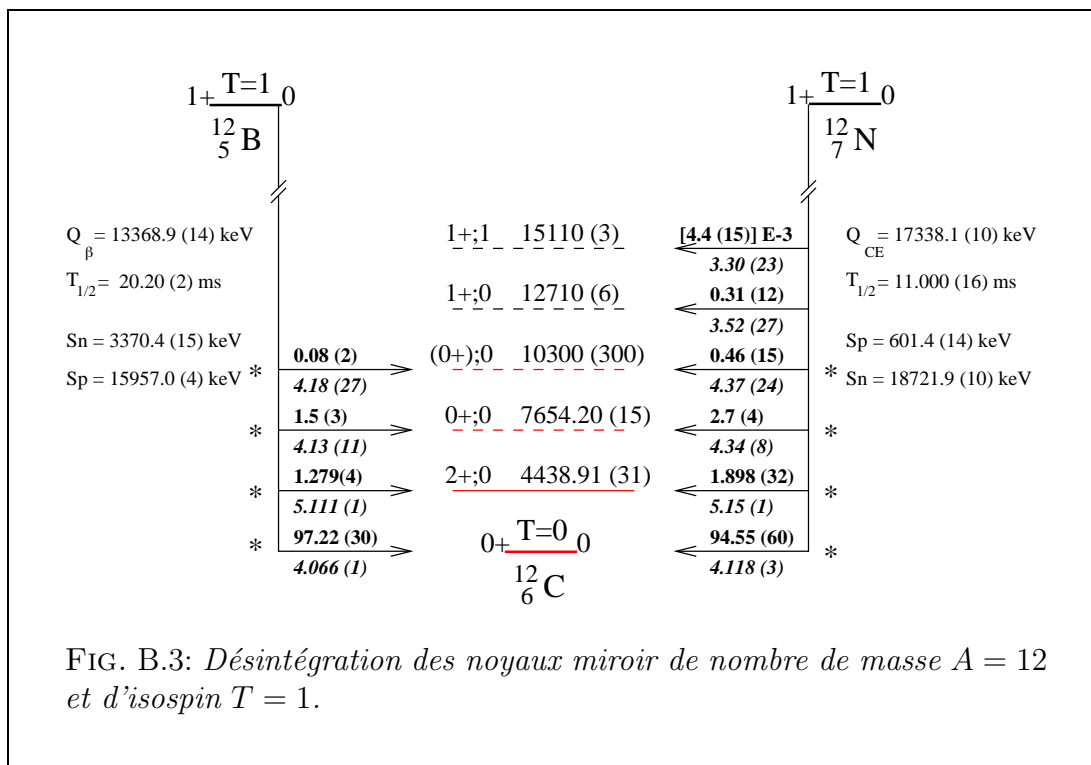
Les états analogues peuplés dans les désintégrations miroir sont reliés entre eux par un trait en pointillé.

Les durées de vie des noyaux ainsi que l'énergie disponible dans les désintégrations sont tirées des références données dans le tableau B.1. Les énergies de séparation du dernier proton et du dernier neutron sont tirées de la référence [32]. Le tableau B.3 donne pour chaque couple  $(A; T)$  de noyaux miroir les références d'où ont été tirés les rapports d'embranchement  $BR^-$  et  $BR^+$  des transitions ainsi que les caractéristiques structurelles  $(E, J^\pi, T)^-$  et  $(E, J^\pi, T)^+$  des états nucléaires peuplés dans les noyaux fils.

$A$	$T$	$BR^-$	$(E, J^\pi, T)^-$	$BR^+$	$(E, J^\pi, T)^+$
8	1	[101]	[101]	[101]	[101]
9	$\frac{3}{2}$	[106]	[101]	[107]	[101]
12	1	[102]	[102]	[102]	[102]
13	$\frac{3}{2}$	[103]	[103]	[103]	[103]
17	$\frac{3}{2}$	[104]	[104]	[104]	[104, 108]
20	1	[105]	[105]	[105]	[105]
	2	[105]	[105]	[105]	[105]
21	$\frac{3}{2}$	[10]	[10]		[10]
22	2	[10]	[10]	[93]	[93]
24	1	[10]	[10]	[10]	[10]
25	$\frac{3}{2}$	[10]	[10]		[10]
26	2	[10]	[10]		[10]
28	1	[10]	[10]	[15]	[15]
31	$\frac{5}{2}$	[10]	[10]	[41]	[41, 109]
33	$\frac{3}{2}$	[10]	[10]	[15]	[15]
35	$\frac{3}{2}$	[10]	[10]	[10]	[10]
	$\frac{5}{2}$	[10]	[10]	[42]	[42]

TAB. B.3: Références bibliographiques associées aux rapports d'embranchement dans la désintégration des noyaux miroir et aux caractéristiques structurelles des états nucléaires peuplés dans les noyaux fils. Les rapports d'embranchement ainsi que l'énergie des états émetteurs protons peuplés dans la désintégration  $\beta^+$  pour  $A = 21, 25$  et  $A = 26$  sont issus du deuxième chapitre de ce travail.





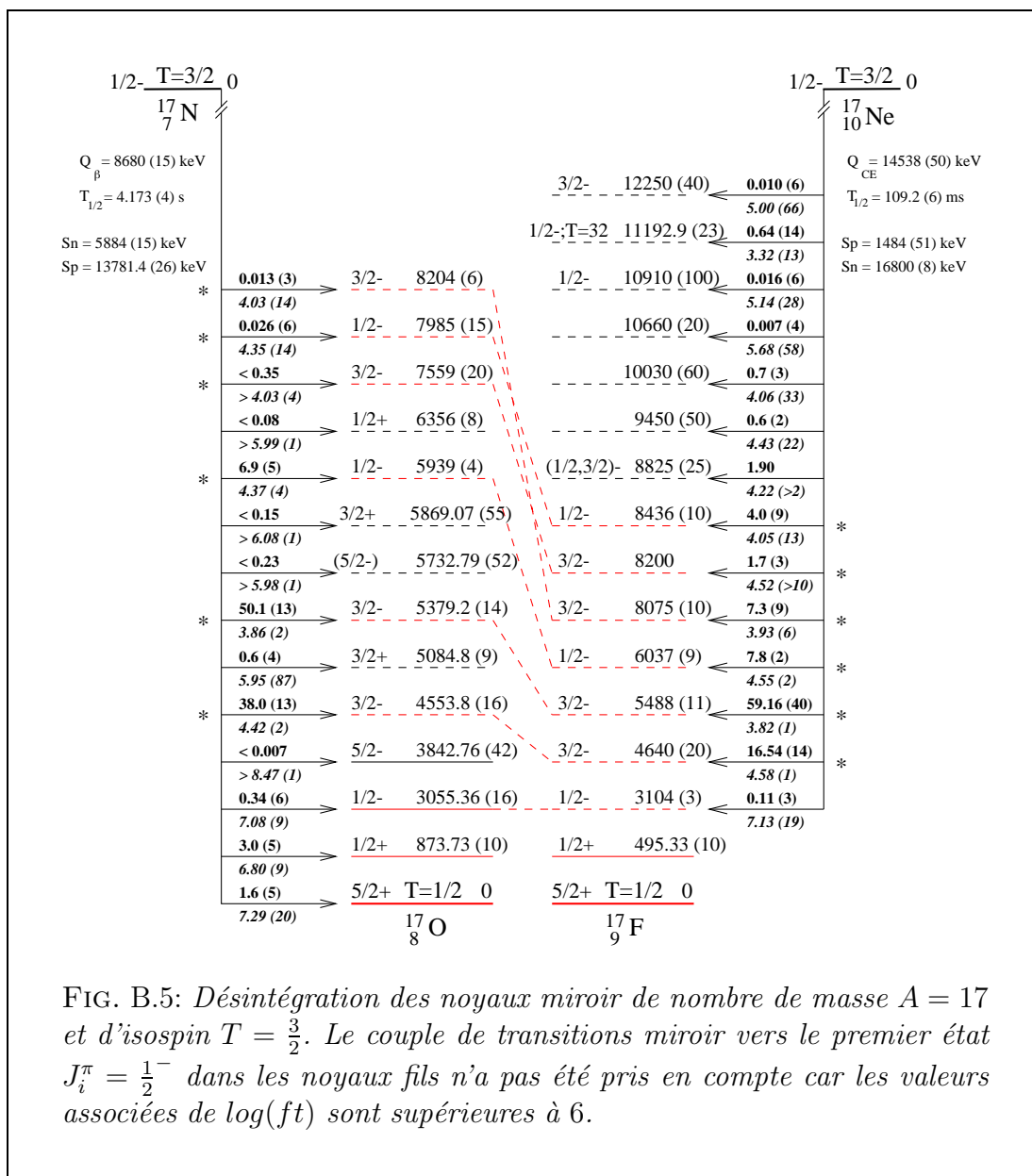
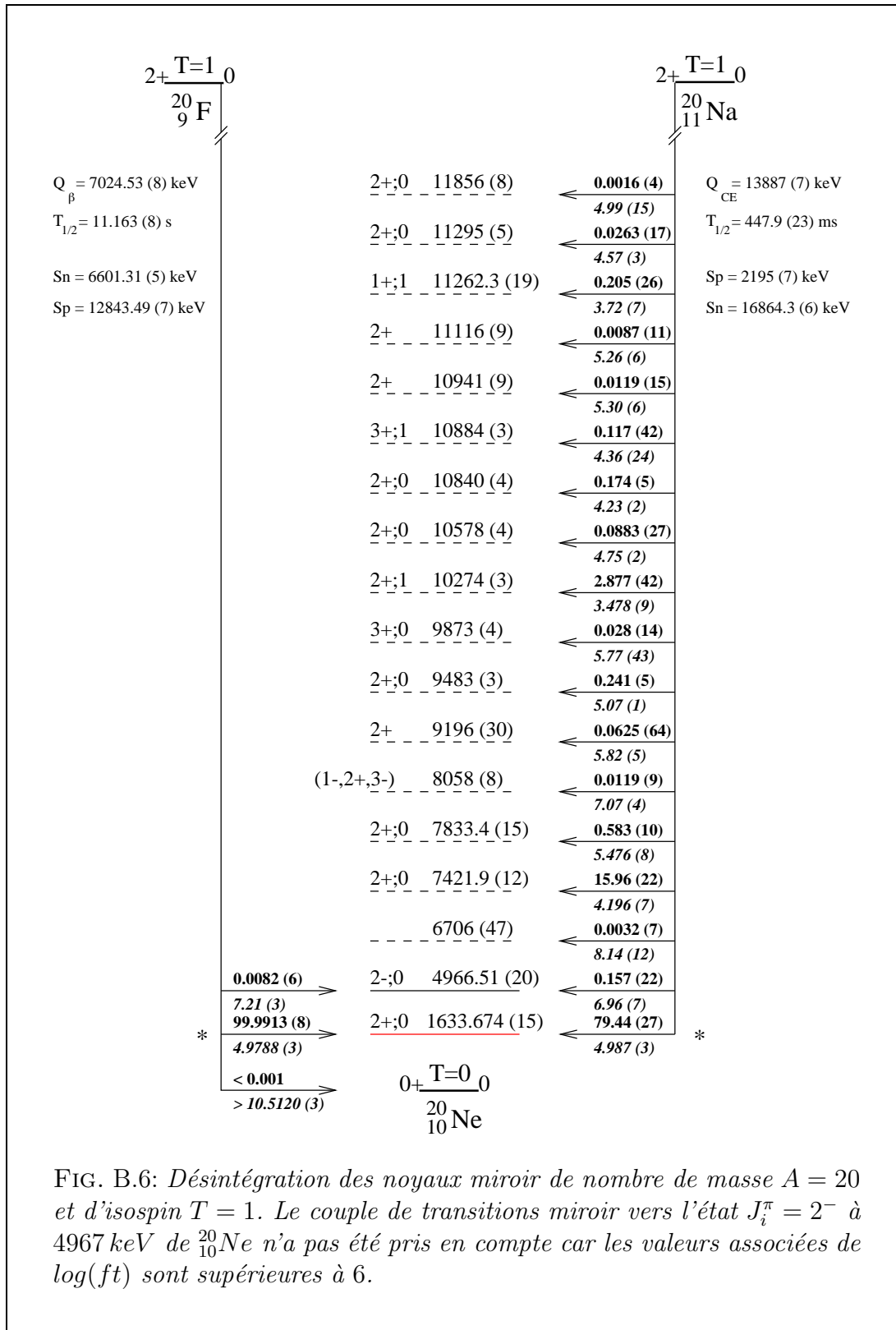


FIG. B.5: Désintégration des noyaux miroir de nombre de masse  $A = 17$  et d'isospin  $T = \frac{3}{2}$ . Le couple de transitions miroir vers le premier état  $J_i^\pi = \frac{1}{2}^-$  dans les noyaux fils n'a pas été pris en compte car les valeurs associées de  $\log(ft)$  sont supérieures à 6.



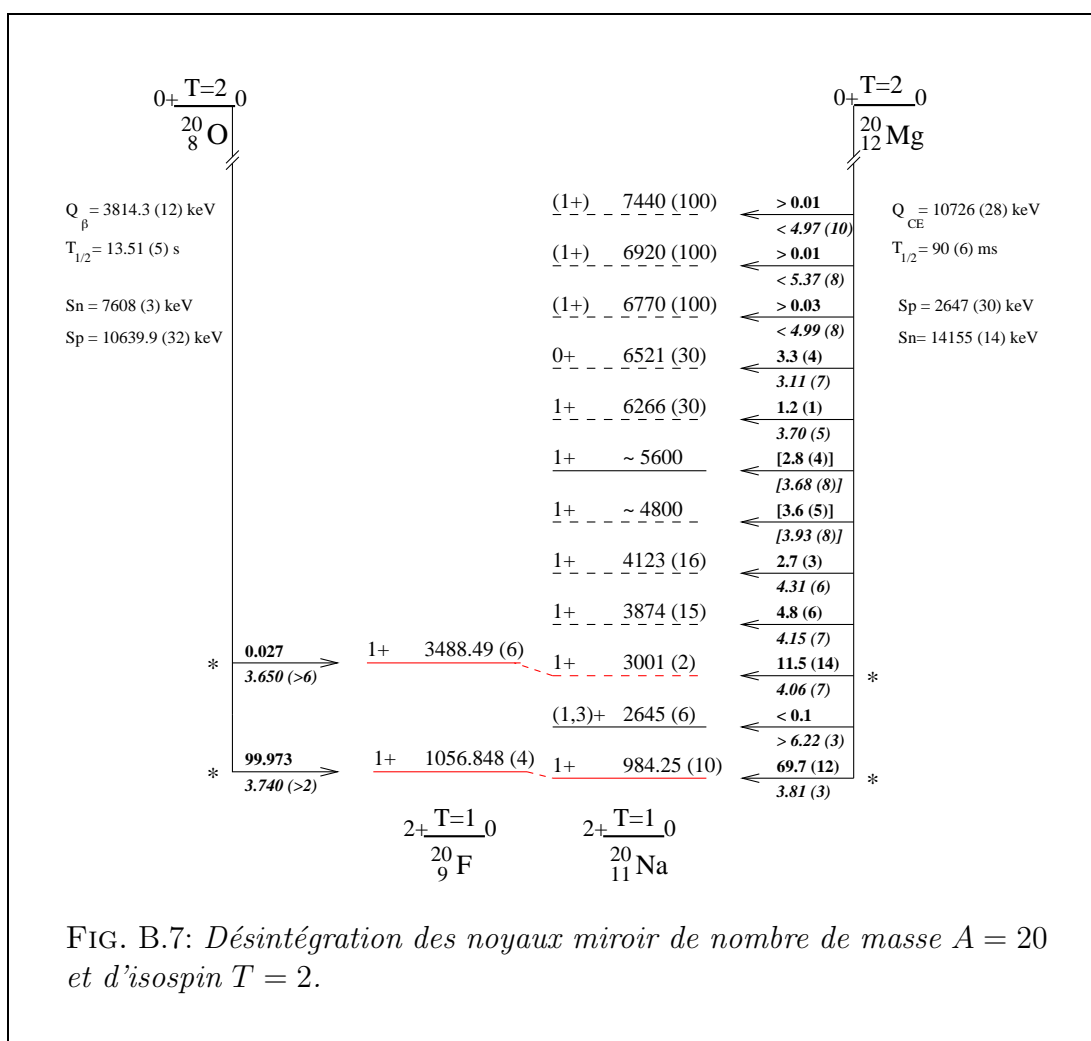
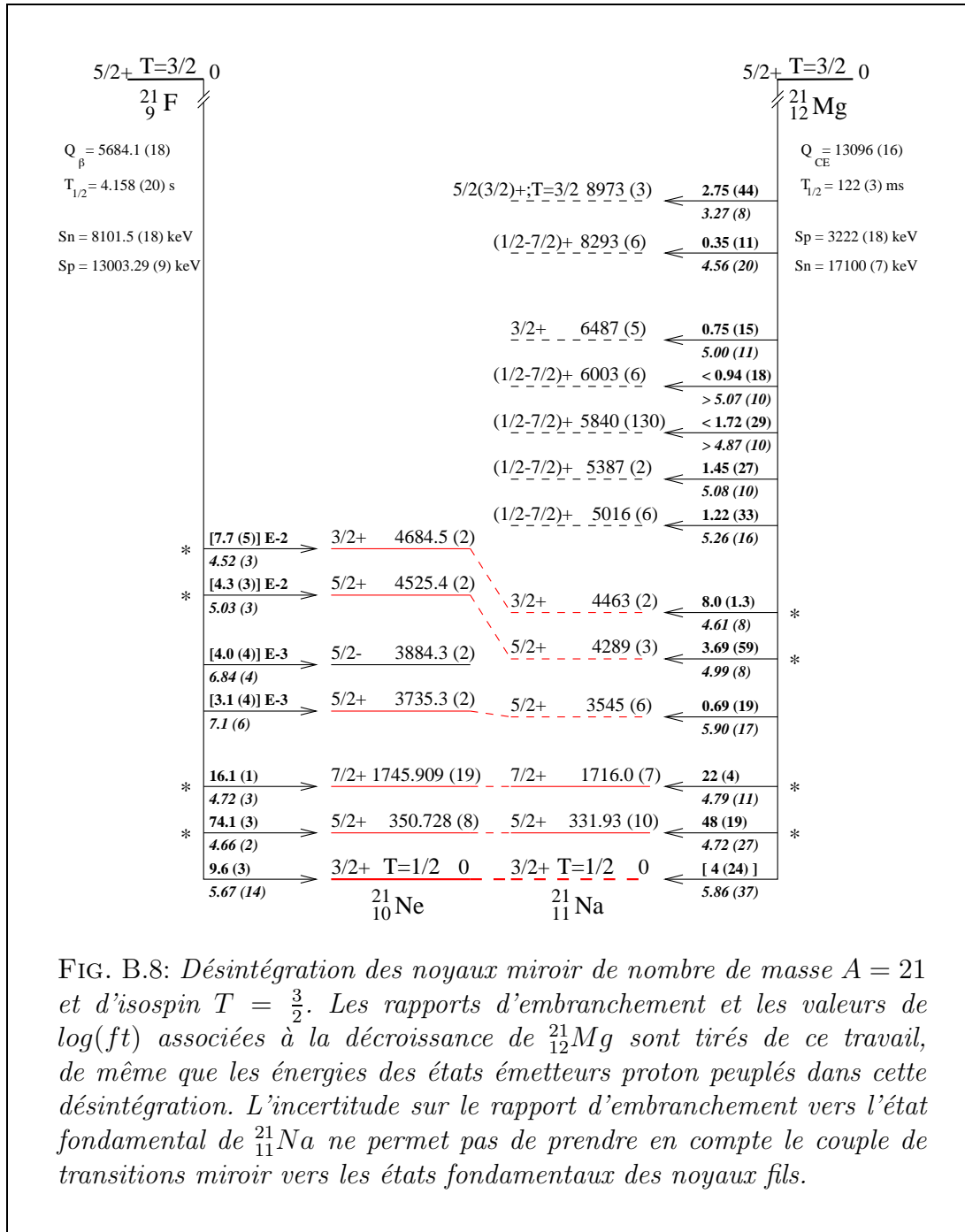


FIG. B.7: Désintégration des noyaux miroir de nombre de masse  $A = 20$  et d'isospin  $T = 2$ .





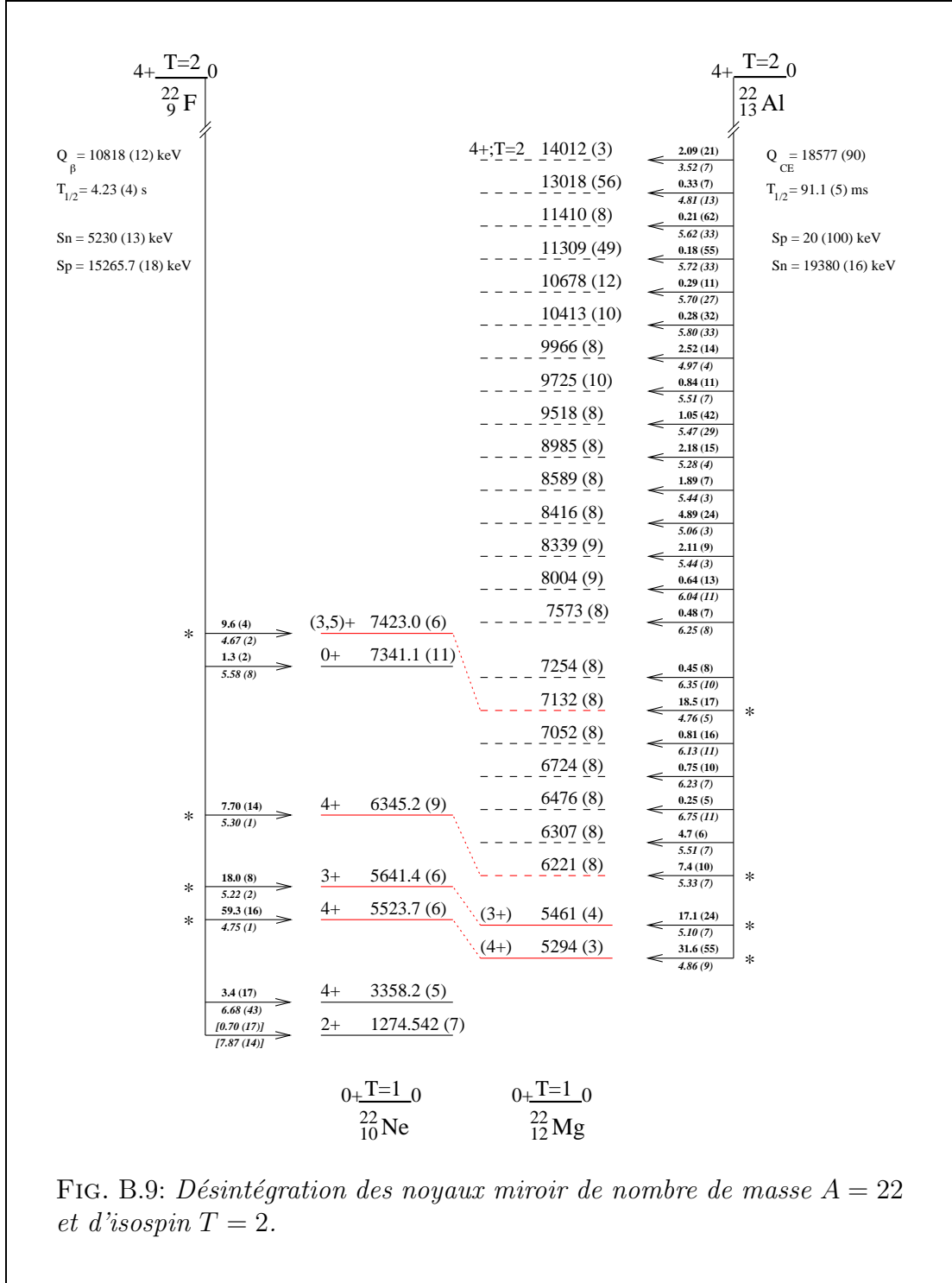


FIG. B.9: Désintégration des noyaux miroir de nombre de masse  $A = 22$  et d'isospin  $T = 2$ .

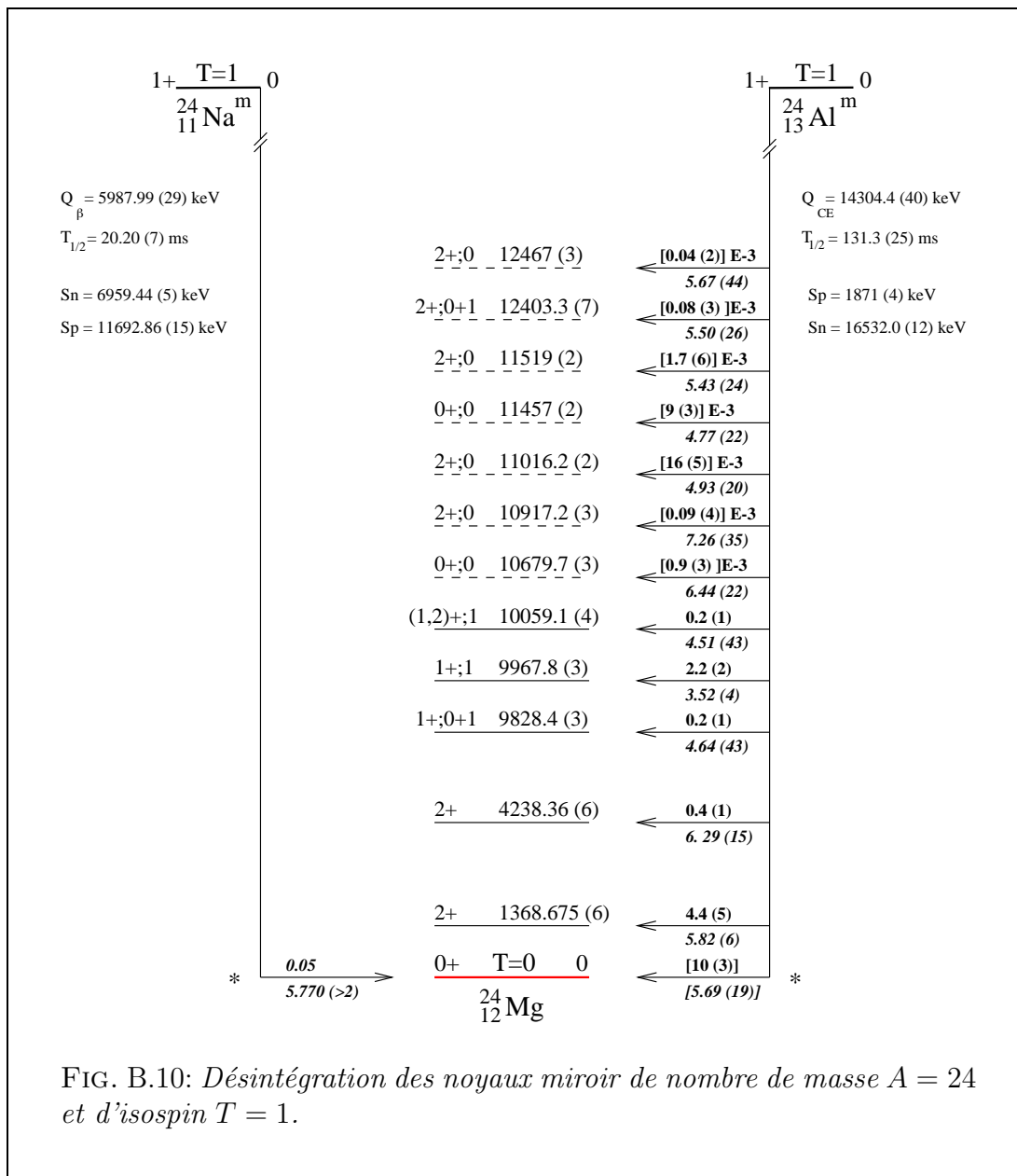


FIG. B.10: Désintégration des noyaux miroir de nombre de masse  $A = 24$  et d'isospin  $T = 1$ .

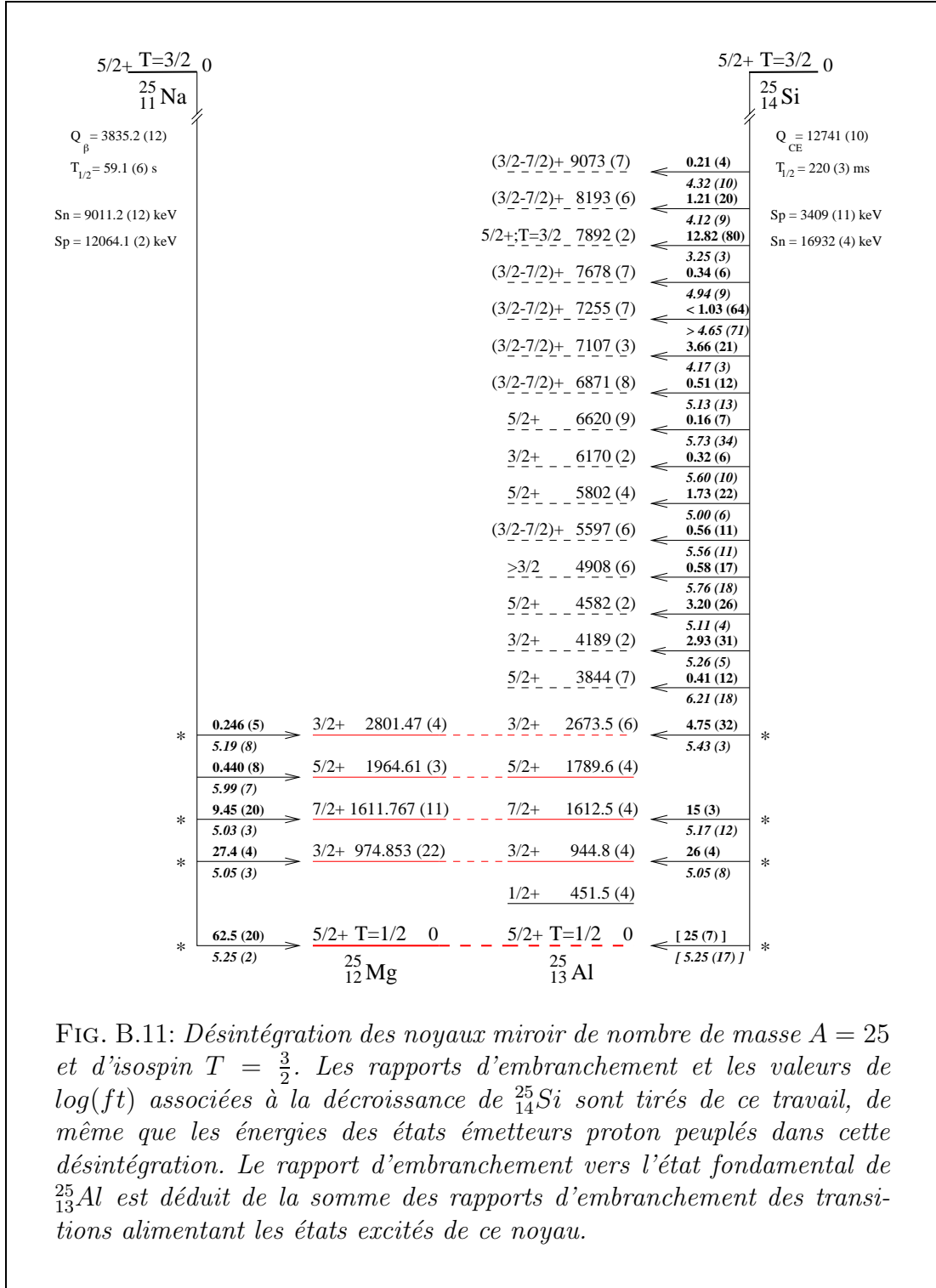


FIG. B.11: Désintégration des noyaux miroir de nombre de masse  $A = 25$  et d'isospin  $T = \frac{3}{2}$ . Les rapports d'embranchement et les valeurs de  $\log(ft)$  associées à la décroissance de  $^{25}_{14}\text{Si}$  sont tirés de ce travail, de même que les énergies des états émetteurs proton peuplés dans cette désintégration. Le rapport d'embranchement vers l'état fondamental de  $^{25}_{13}\text{Al}$  est déduit de la somme des rapports d'embranchement des transitions alimentant les états excités de ce noyau.

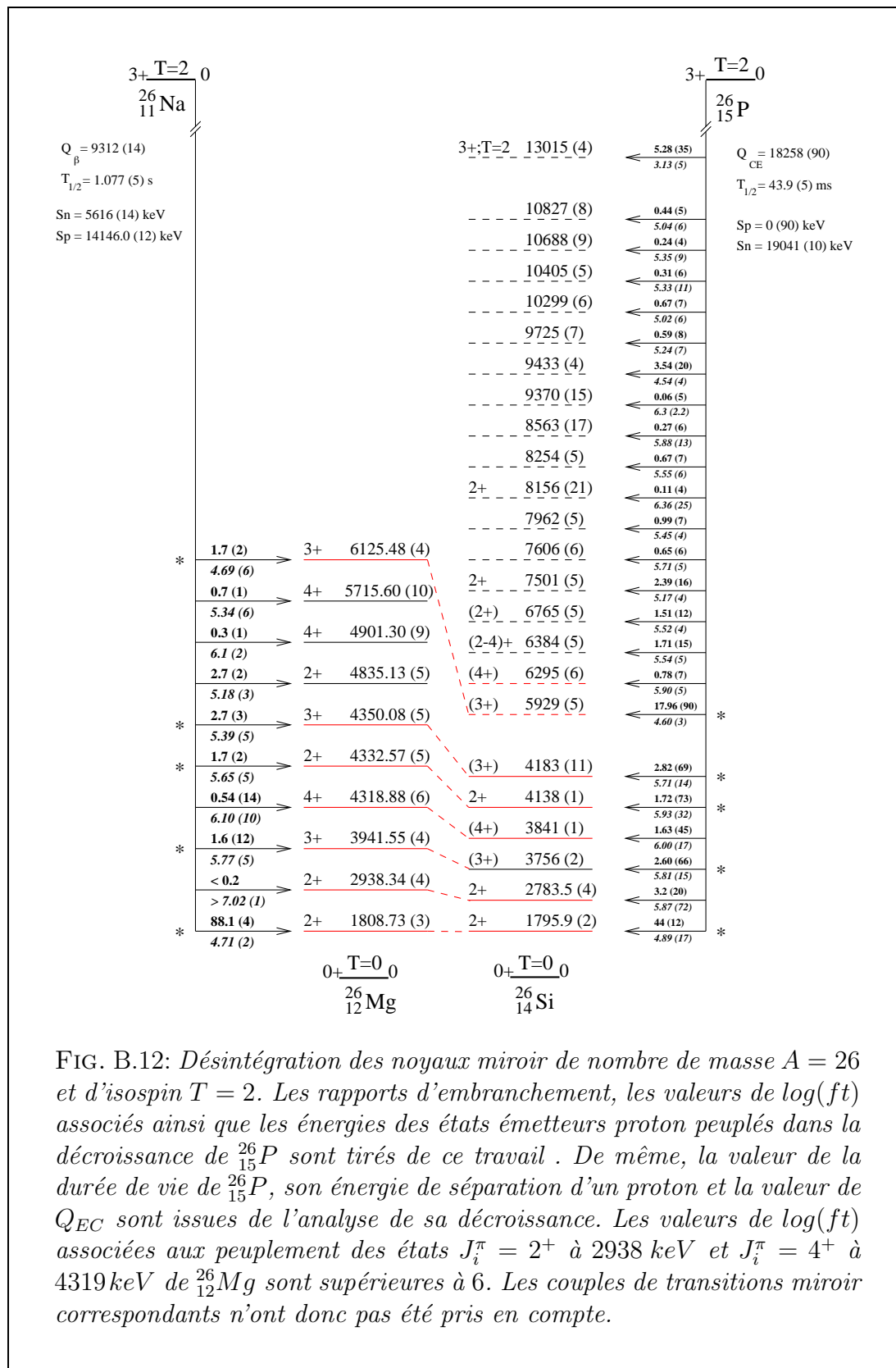


FIG. B.12: Désintégration des noyaux miroir de nombre de masse  $A = 26$  et d'isospin  $T = 2$ . Les rapports d'embranchement, les valeurs de  $\log(ft)$  associés ainsi que les énergies des états émetteurs proton peuplés dans la décroissance de  $^{26}_{15}\text{P}$  sont tirés de ce travail. De même, la valeur de la durée de vie de  $^{26}_{15}\text{P}$ , son énergie de séparation d'un proton et la valeur de  $Q_{EC}$  sont issues de l'analyse de sa décroissance. Les valeurs de  $\log(ft)$  associées aux peuplement des états  $J_i^{\pi} = 2^+$  à 2938 keV et  $J_i^{\pi} = 4^+$  à 4319 keV de  $^{26}_{12}\text{Mg}$  sont supérieures à 6. Les couples de transitions miroir correspondants n'ont donc pas été pris en compte.

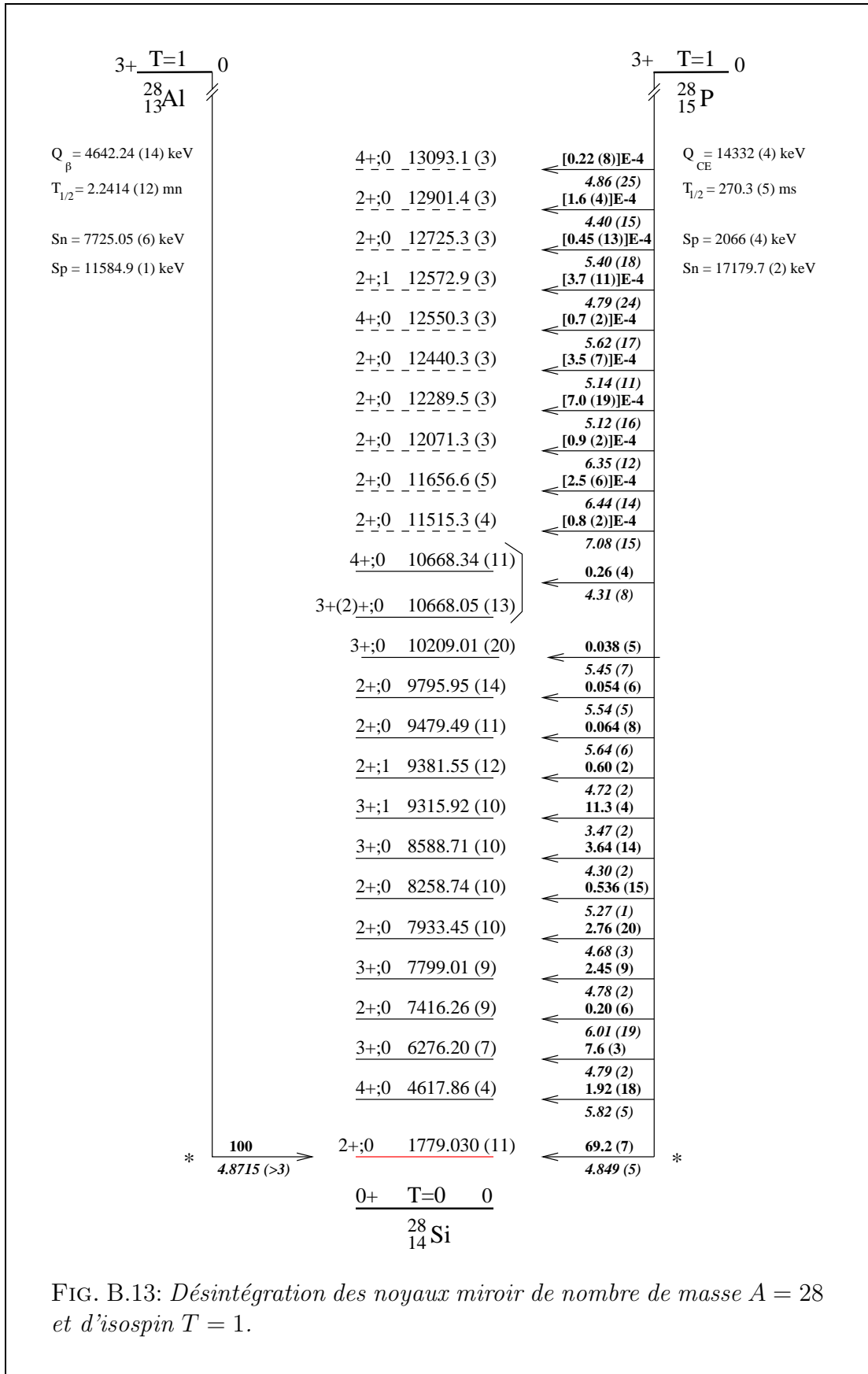


FIG. B.13: Désintégration des noyaux miroir de nombre de masse  $A = 28$  et d'isospin  $T = 1$ .

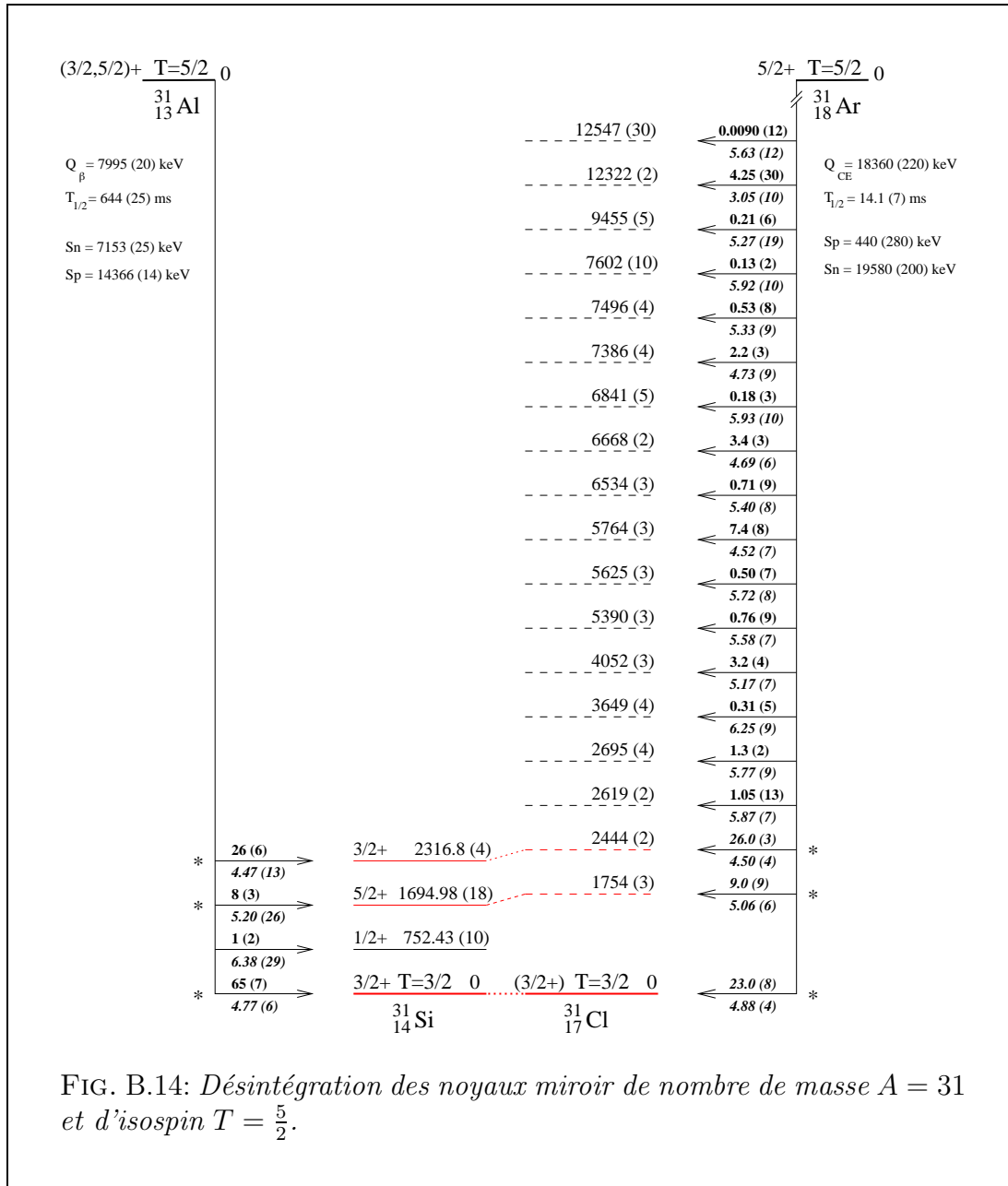


FIG. B.14: Désintégration des noyaux miroir de nombre de masse  $A = 31$  et d'isospin  $T = \frac{5}{2}$ .

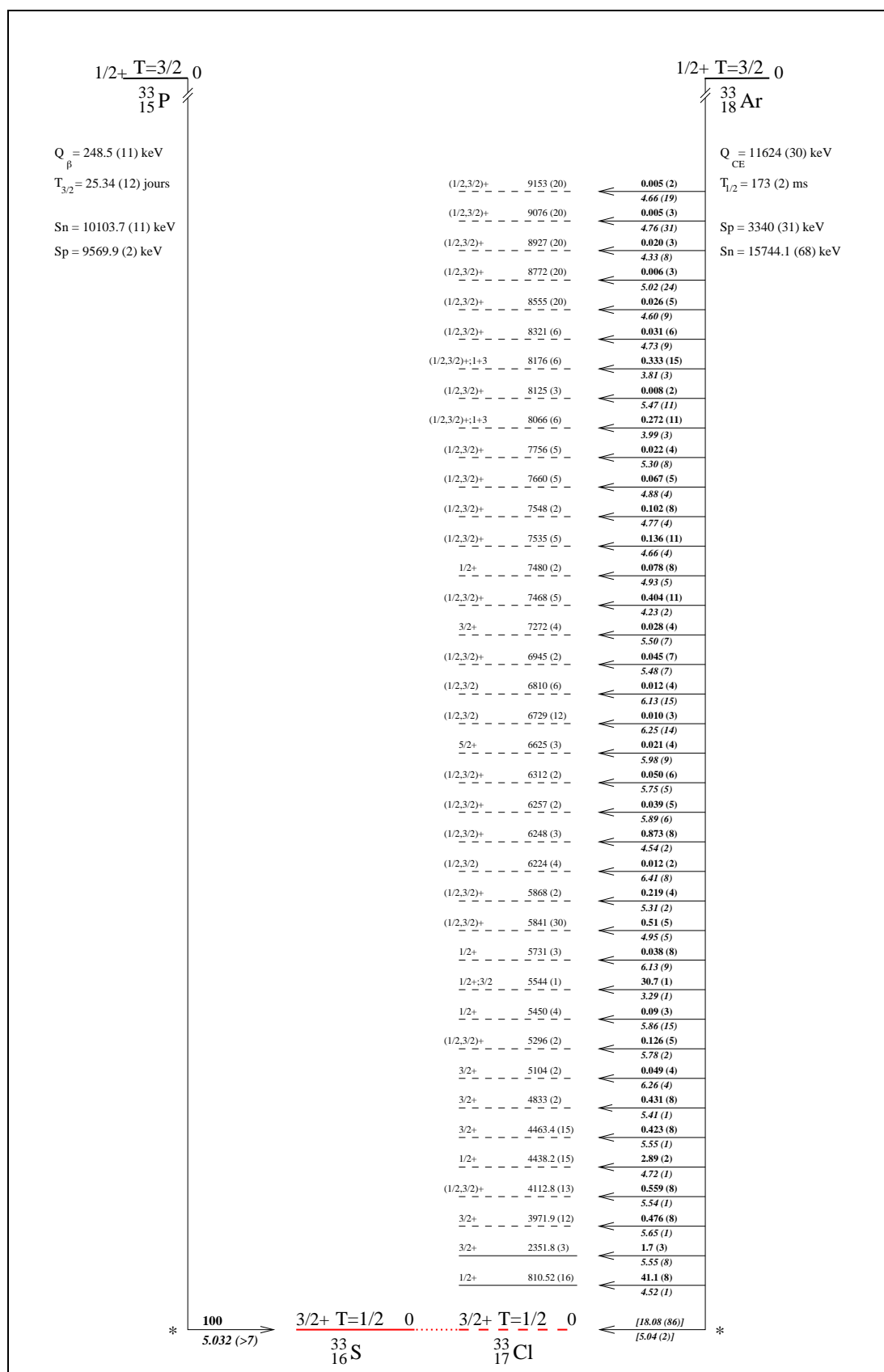
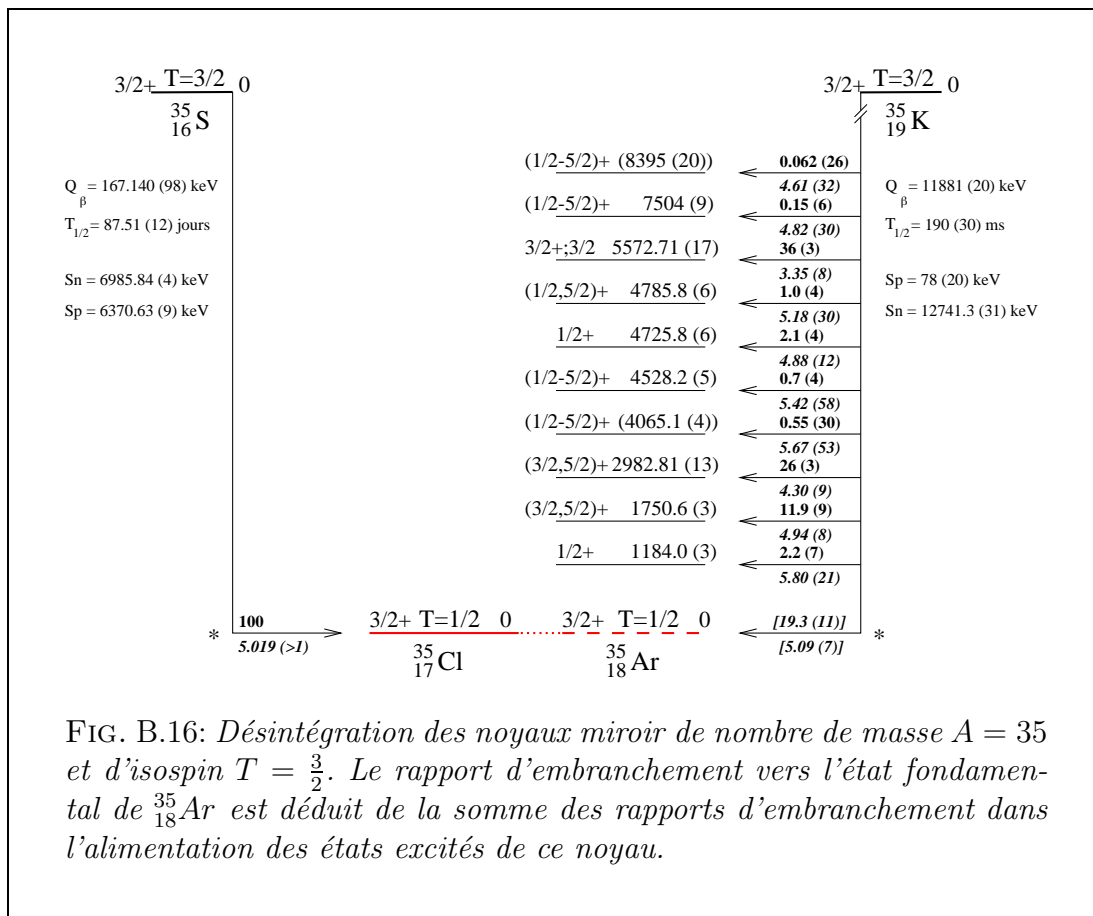


FIG. B.15: Désintégration des noyaux miroir de nombre de masse  $A = 33$  et d'isospin  $T = \frac{3}{2}$ . Le rapport d'embranchement vers l'état fondamental de  $^{33}_{17}\text{Cl}$  est déduit de la somme des rapports d'embranchement dans l'alimentation des états excités de ce noyau.





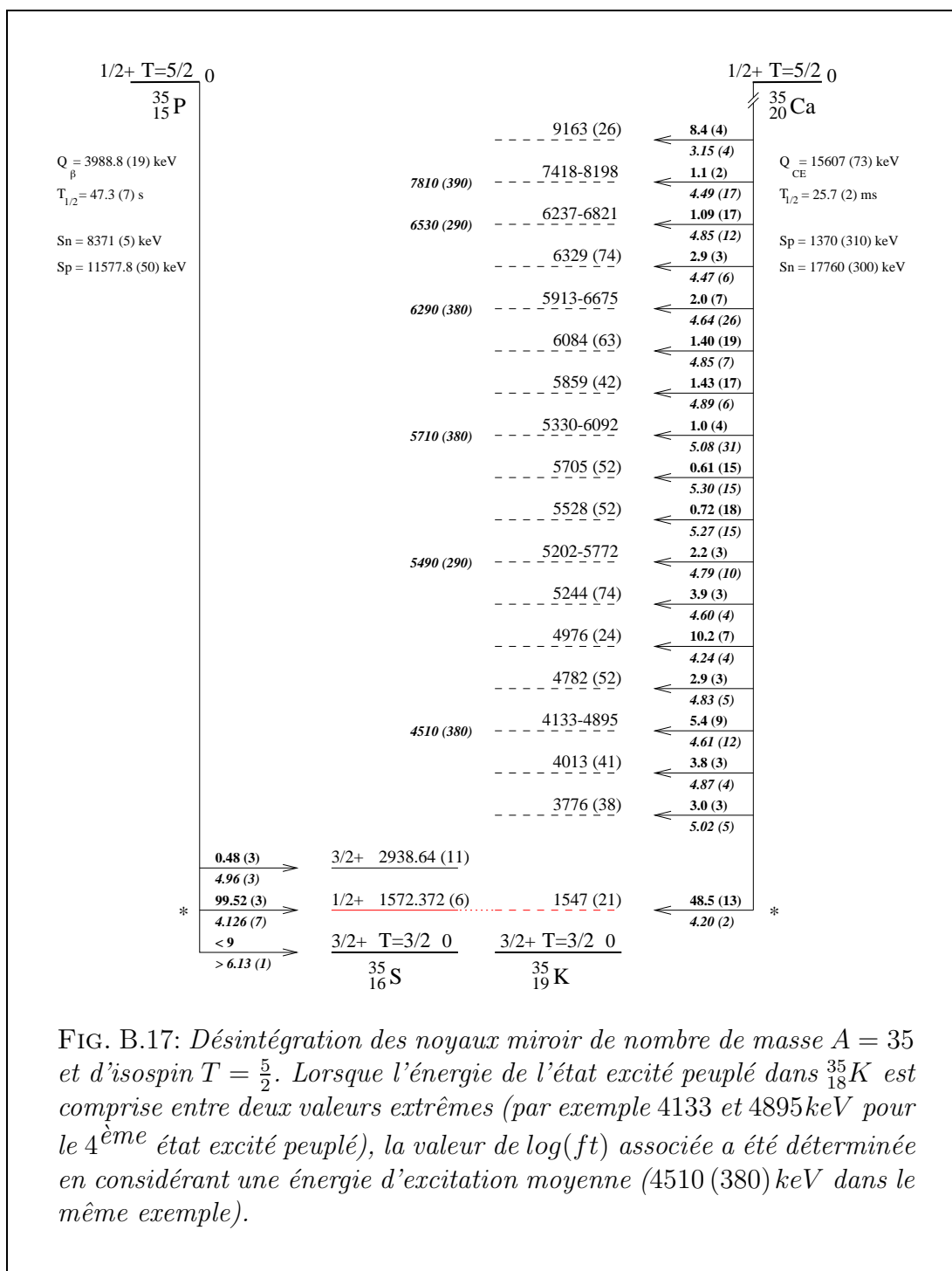


FIG. B.17: Désintégration des noyaux miroir de nombre de masse  $A = 35$  et d'isospin  $T = \frac{5}{2}$ . Lorsque l'énergie de l'état excité peuplé dans  $^{35}_{18}\text{K}$  est comprise entre deux valeurs extrêmes (par exemple 4133 et 4895 keV pour le 4<sup>ème</sup> état excité peuplé), la valeur de  $\log(ft)$  associée a été déterminée en considérant une énergie d'excitation moyenne (4510 (380) keV dans le même exemple).



# Bibliographie

- [1] H. Abele, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A **440**, 499 (2000).
- [2] J. Szerypo *et al.*, Nucl. Phys. A **528**, 203 (1991).
- [3] W.-T. Chou, E. K. Warburton, and B. A. Brown, Phys. Rev. C **47**, 163 (1993).
- [4] R. Anne, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B **126**, 279 (1997).
- [5] F. Hubert, R. Bimbot, and H. Gauvin, At. Data Nucl. Data Tab. **46**, 1 (1990).
- [6] D. Bazin, O. Tarasov, M. Lewitowicz, and O. Sorlin, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A **482**, 307 (2002).
- [7] CERN web page at <http://wwwinfo.cern.ch/asd/geant/> .
- [8] R. Sextro, R. Gough, and J. Cerny, Phys. Rev. C **8**, 258 (1973).
- [9] J. Robertson *et al.*, Phys. Rev. C **47**, 1455 (1993).
- [10] P. M. Endt, Nucl. Phys. A **521**, 1 (1990).
- [11] K. Debertain and R. G. Helmer, in *Gamma and X-ray spectrometry with semiconductor detectors*, edited by North-Holland (Elsevier Science Publishers B.V., Amsterdam, 1988), p. 78.
- [12] G. Duchêne *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A **432**, 90 (1999).
- [13] S. Hatori *et al.*, Nucl. Phys. A **549**, 327 (1992).
- [14] B. A. Brown, private communication (2001).
- [15] P. M. Endt, Nucl. Phys. A **633**, 1 (1998).
- [16] Z. Y. Zhou *et al.*, Phys. Rev. C **31**, 1941 (1985).
- [17] M. D. Cable *et al.*, Phys. Rev. C **26**, 1778 (1982).
- [18] M. D. Cable *et al.*, Phys. Rev. C **30**, 1276 (1984).
- [19] M. S. Antony, J. Britz, and A. Pape, At. Data Nucl. Data Tab. **34**, 279 (1986).
- [20] G. Audi, O. Bersillon, J. Blachot, and A. H. Wapstra, Nucl. Phys. A **624**, 1 (1997).

- [21] G. Canchel *et al.*, Eur. Phys. J. A **12**, 377 (2001).
- [22] K. Muto, E. Bender, and T. Oda, Phys. Rev. C **43**, 1487 (1991).
- [23] B. A. Brown *et al.*, MSU-NSCL Report No. 524 (1985).
- [24] B. H. Wildenthal, Prog. Part. Nucl. Phys. **11**, 5 (1984).
- [25] B. A. Brown and B. H. Wildenthal, Atomic Data and Nuclear Data Tables **34**, 347 (1985).
- [26] D. H. Wilkinson, Eur. Phys. J. A **7**, 307 (2000).
- [27] D. H. Wilkinson, Phys. Lett. B **31**, 447 (1970).
- [28] J. Hardy, E. Esterl, R. G. Sextro, and J. Cerny, Phys. Rev. C **3**, 700 (1971).
- [29] M. J. G. Borge *et al.*, Phys. Lett. B **317**, 25 (1993).
- [30] L. Axelsson *et al.*, Nucl. Phys. A **634**, 475 (1998).
- [31] I. S. Towner, Nucl. Phys. A **216**, 589 (1973).
- [32] CSNSM web page: <http://csnwww.in2p3.fr/AMDC/masstable/Ame1995/> .
- [33] J. Blomqvist, Phys. Lett. B **35**, 375 (1971).
- [34] D. H. Wilkinson, Phys. Rev. Lett. **27**, 1018 (1971).
- [35] S. Cohen and D. Kurath, Nucl. Phys. **73**, 1 (1965).
- [36] D. H. Wilkinson, Phys. Lett. B **48**, 169 (1974).
- [37] F. C. Barker, Nucl. Phys. A **537**, 147 (1992).
- [38] R. J. Blin-Stoyle and M. Rosina, Nucl. Phys. A **70**, 321 (1965).
- [39] D. H. Wilkinson, in *Nuclear Physics with heavy ions and mesons*, edited by R. Ballian, M. Rho, and G. Ripka (North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1977), Vol. 2, p. 877.
- [40] A. Azhari, R. Kryger, and M. Thoennessen, Phys. Rev. C **58**, 2568 (1998).
- [41] H. O. U. Fynbo *et al.*, Nucl. Phys. A **677**, 38 (2000).
- [42] W. Trinder *et al.*, Phys. Lett. B **459**, 67 (1999).
- [43] O. V. Bochkarev *et al.*, Sov. J. Nucl. Phys. **55**, 955 (1992).
- [44] M. Pfützner *et al.*, Eur. Phys. J. A **14**, 279 (2002).
- [45] J. Giovinazzo *et al.*, Phys. Rev. Lett. **89**, 102501 (2002).
- [46] B. Blank *et al.*, Phys. Rev. Lett. **84**, 1116 (2000).

- [47] V. I. Goldansky, Nucl. Phys. **19**, 482 (1960).
- [48] B. A. Brown, Phys. Rev. C **43**, R1513 (1991).
- [49] L. V. Grigorenko *et al.*, Phys. Rev. Lett. **85**, 22 (2000).
- [50] F. C. Barker, Phys. Rev. C **63**, 047303 (2001).
- [51] G. Charpak and F. Sauli, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **34**, 285 (1984).
- [52] E. Christophel and M. Dracos, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A **398**, 195 (1997).
- [53] E. Christophel, M. Dracos, and R. Strub, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A **419**, 515 (1998).
- [54] F. Sauli, CERN Yellow Report **77-09**, (1977).
- [55] V. Palladino and B. Sadoulet, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. **128**, 323 (1975).
- [56] J. Giovinazzo, Vue d'artiste (Hiver 2002).
- [57] P. Rice-Evans, in *Sparks, Streamer, Proportional and Drift Chambers* (The Richelieu Press Limited, 30 Saint Mark's Crescent, London N.W.1, 1974), p. 362.
- [58] E. Beuville *et al.*, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A **288**, 157 (1990).
- [59] IDE web page at <http://www.ideas.no> .
- [60] J.-L. Pedroza, CENBG web page at <ftp://ftpcenbg/pub/elec/docs/2protons> .
- [61] CERN web page at <http://consult.cern.ch/writeup/garfield/> .
- [62] J. Pibernat, Rapport de Stage de Diplôme d'Études Supérieures Spécialisées en micro électronique analogique & micro technologies : conception d'un ASIC pour détecteur microgap (2002).
- [63] E. Fermi, Z. Phys. **88**, 161 (1934).
- [64] V. Chadwick, Proc. Roy. Soc. (London) **A136**, 692 (1932).
- [65] H. Yukawa and S. Sakata, Proc. Phys. Soc. Japan **17**, 467 (1935).
- [66] L. W. Alvarez, Phys. Rev. **52**, 134(L) (1937).
- [67] C. S. Wu *et al.*, Phys. Rev. **105**, 1413 (1957).
- [68] M. A. Preston, in *Physics of the nucleus* (Addison-Wesley Publishing Company, Reading, Massachusetts, 1962), p. 396.
- [69] W. Pauli, Ann. Inst. Henri Poincaré **6**, 109 (1936).

- [70] J. M. Blatt and V. F. Weisskopf, in *Theoretical Nuclear Physics* (John Willey & Sons, New York, Seventh Printing, 1963), p. 738.
- [71] C. S. Wu and S. A. Moszowski, in *Beta Decay* (Interscience Publishers, University of Rochester, New York, 1966), Vol. XVI, p. 59.
- [72] Stanford Encyclopedia of Philosophy at <http://plato.stanford.edu/entries/physics-experiment/app8.html> .
- [73] D. H. Wilkinson, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A **335**, 172 (1993).
- [74] R. J. Blin-Stoyle, in *Fundamental Interactions and the Nucleus* (North-Holland Publishing Company, Amsterdam, 1973), p. 43 à 51.
- [75] J. C. Hardy and I. S. Towner, *Superallowed Fermi Beta Decay and Coulomb Mixing in Nuclei*, Nuclear Structure 98, Gatlinburg, Tennessee, 1998.
- [76] W. Jaus, Phys. Lett. **40**, 616 (1972).
- [77] W. Jaus and G. Rasche, Nucl. Phys. A **143**, 202 (1970).
- [78] T. A. Halpern, Phys. Rev. C **1**, 1928 (1969).
- [79] A. Sirlin and R. Zucchini, Phys. Rev. Lett. **57**, 1994 (1986).
- [80] W. E. Ormand and B. A. Brown, Phys. Rev. Lett. **62**, 866 (1989).
- [81] J. C. Hardy *et al.*, Nucl. Phys. A **509**, 429 (1990).
- [82] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. **10**, 531 (1963).
- [83] B. Blank, private communication.
- [84] I. S. Towner, J. C. Hardy, and M. Harvey, Nucl. Phys. A **284**, 269 (1977).
- [85] W. E. Ormand and B. A. Brown, Phys. Rev. C **52**, 2455 (1995).
- [86] M. Kobayashi and T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49**, 652 (1973).
- [87] I. S. Towner and J. C. Hardy, in *Symmetries and Fundamental Interactions in Nuclei*, edited by W. C. Haxton and E. M. Henley (World Scientific Publishing Company, London, 1995), p. 183.
- [88] S. Weinberg, Phys. Rev. **112**, 1375 (1958).
- [89] J. N. Huffaker and E. Greuling, Phys. Rev. **132**, 738 (1963).
- [90] T. Minamisono *et al.*, Nucl. Phys. A **663,664**, 951c (2000).
- [91] N. B. Gove and M. J. Martin, Atomic Data and Nuclear Data Tables **10**, 205 (1971).
- [92] P. Dessagne and C. Miehé, IReS internal report **PN 87-08**, (1987).

- [93] N. L. Achouri, Ph.D. thesis, Laboratoire de Physique Corpusculaire, Université de Caen / Basse-Normandie, 2001.
- [94] J. Bahcall, Nucl. Phys. A **75**, 10 (1966).
- [95] D. H. Wilkinson and E. F. Macefield, Nucl. Phys. A **232**, 58 (1974).
- [96] D. H. Wilkinson, A. Gallmann, and D. E. Alburger, Phys. Rev. C **18**, 401 (1978).
- [97] D. H. Wilkinson, Nucl. Phys. A **209**, 470 (1973).
- [98] W. Bambynek *et al.*, Rev. Mod. Phys. **49**, 77,961(E) (1977).
- [99] H. Behrens and J. Jänecke, in *Numerical Tables for Beta-decay and Electron Capture* (H. Schopper, Landolt-Börnstein, Springer, Berlin, 1969).
- [100] K. E. Sale *et al.*, Phys. Rev. C **41**, 2418 (1990).
- [101] F. Azjenberg-Selove, Nucl. Phys. A **490**, 1 (1988).
- [102] F. Azjenberg-Selove, Nucl. Phys. A **506**, 1 (1990).
- [103] F. Azjenberg-Selove, Nucl. Phys. A **523**, 1 (1991).
- [104] D. Tilley, H. R. Weller, and C. M. Cheves, Nucl. Phys. A **564**, 1 (1993).
- [105] D. Tilley *et al.*, Nucl. Phys. A **636**, 249 (1998).
- [106] G. Nyman *et al.*, Nucl. Phys. A **510**, 189 (1990).
- [107] E. Gete *et al.*, Phys. Rev. C **61**, 064310 (2000).
- [108] M. Domsy *et al.*, Phys. Rev. C **49**, 1867 (1994).
- [109] D. Borremans *et al.*, Phys. Lett. B **537**, 45 (2002).



## **Résumé :**

L'étude des modes de décroissance des noyaux  $^{21}\text{Mg}$ ,  $^{25}\text{Si}$  et  $^{26}\text{P}$  permet de tester la validité des modèles théoriques lorsqu'ils sont appliqués à la description des propriétés de noyaux particulièrement instables.

Des approches de type <<modèle en couches>> ainsi que l'hypothèse d'indépendance de charge des forces nucléaires sont confrontées aux résultats expérimentaux.

Enfin, l'observation du phénomène rare de l'émission de deux protons constitue le premier pas vers la recherche et l'étude de la radioactivité  $^2\text{He}$ .

## **Mots clés :**

Structure nucléaire - Noyaux exotiques - Etude spectroscopique - Asymétrie miroir - Radioactivité 2 protons

## **Abstract:**

The spectroscopic study of the decay modes of  $^{21}\text{Mg}$ ,  $^{25}\text{Si}$  and  $^{26}\text{P}$  gives the opportunity to test the predictions of theoretical models when applied to the description of the properties of very unstable nuclei.

Some shell model calculations and the charge independence hypothesis of nuclear forces are compared to experimental results.

Finally, the observation of the rare phenomenon of the two-proton emission is the first step toward the research and study of the  $^2\text{He}$  radioactivity.

## **Keywords:**

Nuclear structure - Exotic nuclei – Spectroscopic studies – Mirror Asymmetry – 2-proton radioactivity