Institut de Physique de l'Université de Neuchâtel
Directeur: Professeur Jean Rossel

# Corrélation angulaire (n-$\gamma$) dans la réaction $^{20}Ne(d,n)^{21}Na$ $E^* = 330\,keV$

## Thèse

présentée à la Faculté des sciences de
l'Université de Neuchâtel
pour l'obtention du grade de docteur ès sciences

par

**Roland Hofmann**

Physicien diplômé
de l'E.P.F.-Zurich

Lang Druck SA, Liebefeld

juillet 1972

La Faculté des sciences de l'Université de Neuchâtel, sur le rapport de Messieurs les professeurs J. Rossel, P. Huguenin et F. B. Malik (Bloomington, U.S.A.) autorise l'impression de la présente thèse sans exprimer d'opinion sur les propositions qui y sont contenues.

Neuchâtel, le 6 juillet 1972

Le doyen: A. Jacot-Guillarmod

# TABLE DES MATIERES


Chapitre 1 : Introduction p. 1/1

Chapitre 2 : Le formalisme de la corrélation directionnelle particule-gamma 2/1

Chapitre 3 : Dispositif expérimental

3.1. La cible gazeuse 3/1

3.2. Appareillage électronique et acquisition des données

a) organisation de l'appareillage électronique 3/2
b) discussion des réactions parasites 3/3
c) contrôle et réglage du gain de la voie spectrométrique gamma 3/8
d) contrôle et réglage du gain du détecteur des neutrons 3/9

3.3. Positionnement des détecteurs 3/14

Chapitre 4 : Mesures et résultats de l'analyse

4.1. Mesures en géométrie "hors-axe" et résultats des ajustements 4/1

4.2. Mesures en géométrie "colinéaire" 4/3

4.3. Corrections des mesures en géométrie "colinéaire" et ajustements 4/4

Chapitre 5 : Discussion et conclusions 5/1

Appendice A:

a) liste des symboles utilisés A/1
b) tenseur efficacité pour un détecteur gamma d'étendue finie A/3

Appendice B:

Distribution angulaire gamma compte tenu de l'étendue finie du détecteur B/1

Appendice C:

Corrélation directionnelle particule-gamma pour la position "colinéaire" du détecteur des particules: $\theta_n = 0$ p. C/1

Appendice D:

Corrélation directionnelle particule-gamma pour la position "hors-axe" du détecteur des particules: $\theta_n = \frac{\pi}{4}$ D/1

Appendice E:

Table des valeurs numériques E/1

Appendice F:

Dimensions équivalentes et facteur de correction $Q_k$ du détecteur gamma F/1

Appendice G:

Estimation de la stabilité du rendement $\eta_n$ du détecteur des neutrons G/1

Appendice H:

Estimation de l'incertitude de $\delta$ H/1

# 1. INTRODUCTION

Les noyaux pour lesquels $\zeta = 11$ ($\zeta$ = Z ou A - Z) présentent un comportement très prononcé de rotation collective, comme le démontrent Malik et Scholz pour la paire miroir sodium-23/magnésium-23 (5). Ceci implique théoriquement pour la forme du noyau un ellipsoïde de révolution. La paire miroir néon-21/sodium-21 appartient également à cette catégorie et c'est plus particulièrement le premier niveau excité du sodium-21, $E^* = 330$ keV, qui fait l'objet de l'étude entreprise dans ce travail. Grüebler (10), en supposant un mécanisme de stripping à ondes planes, et Burbank (26), en admettant en plus une contribution par formation de noyaux composés, l'ont mesuré à partir de la réaction (d,n) sur le néon-20, où le moment cinétique, $l_p = 2$, transféré par le proton donne pour le spin et la parité de cet état $a = \frac{3^+}{2}$ et $\frac{5^+}{2}$. Différents auteurs ont entrepris des expériences, afin de lever définitivement l'ambiguité du spin: Van der Leun (27) en utilisant la réaction (p, $\gamma$) sur le néon-20 pour mesurer la corrélation angulaire $\gamma - \gamma$ des photons de désexcitation dans le sodium-21, Grüebler (8), sur la base d'un mécanisme direct pur, en mesurant la corrélation angulaire n-$\gamma$ de la réaction (d,n) sur le néon-20. Concernant le paramètre $\delta$ du mélange multipolaire, ces deux mesures sont fort contradictoires. Il restait, en effet, à déterminer si la composante quadrupolaire (L = 2) dans la transition gamma à l'état fondamental était présente avec une intensité suffisante pour permettre de lever l'ambiguité à partir de la règle de sélection $k \leq$ minimum (L + L', 2a), donnée au chapitre 2.

La mesure par Bamberger (9) de la durée de vie $\tau$ du niveau a tranché en faveur d'une faible intensité. Il était dès lors nécessaire de ramener la détermination du spin a à la probabilité de transition électromagnétique $T(\sigma L)$ (chapitre 5), en calculant T pour $a = \frac{3}{2}$ et $\frac{5}{2}$ avec $\delta$ et $\tau$ mesurés. En suivant ce procédé, Rolfs (12) a opté pour le spin $a = \frac{5}{2}$, bien que son test non linéaire du $\chi^2$, appliqué à la fonction de corrélation n-$\gamma$ ne se soit pas prononcé de manière probante sur l'alternative $a = \frac{3}{2}$.

Dans le présent travail il est montré au chapitre 2 que la discussion peut aisément se faire par une méthode analytique. En effet, la "méthode II" de Litherland et Ferguson (7) que nous appliquons à notre disposition expérimentale dite "colinéaire", conduit, pour $s = \frac{5}{2}$, à deux expressions pour les coefficients $A_2$ et $A_4$ qui apparaissent dans la fonction de corrélation. Ces deux relations permettent de déterminer les deux paramètres inconnus $\delta$ et P (P = rapport des taux d'occupation des sous-états $\alpha$). Cette méthode présente l'avantage d'être valable pour n'importe quel mécanisme de réaction menant à l'état final considéré. D'autre part, pour $s = \frac{3}{2}$, une unique expression, celle pour $A_2$, est à disposition. Dans ce cas une estimation raisonnable de la valeur P (voir chapitre 4) permet la solution du problème. Cette technique est utilisée au chapitre 5 où sont discutés les résultats.

# 2. LE FORMALISME DE LA CORRELATION DIRECTIONNELLE PARTICULE-GAMMA

La caractéristique fondamentale des considérations qui suivent est la mesure des directions relatives des radiations détectées indépendamment de l'état de polarisation des neutrons émanant de la réaction (d,n) sur le néon-20, ou des photons de désexcitation du sodium-21; dans ces conditions la terminologie de corrélation "directionnelle" s'impose. Cette condition de travail doit se retrouver dans la forme de la matrice efficacité et du tenseur respectif qui, par définition, décrit les caractéristiques d'un détecteur. Le tenseur efficacité est caractérisé par une dépendance angulaire fondamentale et typique pour l'onde détectée et contient un facteur de correction $Q_k$ qui tient compte de l'étendue géométrique finie du détecteur. Ce dernier point est très important. La correction nécessaire est particulièrement simple en se représentant le détecteur sous forme d'un cylindre irradié de face (1,4). Dans le présent travail les cylindes-détecteurs, photonique et neutronique, sont irradiés latéralement. Pour pouvoir appliquer la méthode de correction simple susmentionnée on a procédé à une transformation algébrique décrite sous appendice F.

Une fois posée la forme des tenseurs efficacité relatifs aux différentes radiations et à leurs détecteurs, il est alors simple de donner l'expression de la corrélation, double ou multiple, de n'importe quelles radiations en cascade. On se réfère à la définition de la fonction de corrélation de Coester et Jauch (3)

$$W = tr(\rho\varepsilon) = \sum_{\substack{k\varkappa \\ aa'}} \rho_{k\varkappa}(aa')\,\varepsilon^{*}_{k\varkappa}(aa')$$

(signification des symboles voir sous appendice A), en tenant compte des règles d'application, élaborées en détail par Ferguson (1) et Devons et Goldfarb (2), propres à la situation physique donnée.

Dans ce travail, le tenseur efficacité du cylindre-détecteur gamma, insensible à l'état de polarisation des photons, est de première importance. Son expression est donnée sous appendice A. En en tenant compte et en supposant que l'état émetteur des photons est décrit par le tenseur statistique $\rho_{k\alpha}(aa)$, la corrélation directionnelle est donnée sous appendice B et vaut

$$W(\theta_\gamma \phi_\gamma) \sim \sum_{LL'k\alpha} (-)^{L-L'} F_k(LL'ba)\, \rho_{k\alpha}(aa)\, Q_k\, \hat{k}^{-1}$$

$$\times\, Y_k^{\alpha}(\theta_\gamma \phi_\gamma) \langle b/L\|a\rangle \langle b/L'\|a\rangle^*$$

(k pair).

La direction des particules incidentes étant prise comme direction de l'axe de quantification z, c'est la direction des particules sortantes, définie par la position du détecteur, qui détermine la forme (propriétés de symétrie) du tenseur statistique $\rho_{k\alpha}(aa)$. Si aucune supposition n'est faite sur le mécanisme de la réaction, les éléments de la matrice densité, directement liés au tenseur statistique (définitions voir appendice A), sont inconnus et doivent être déterminés par la mesure. Il convient donc de choisir une géométrie de mesure telle que le nombre de ces éléments inconnus se réduise à un minimum. Cette condition est satisfaite dans la géométrie "colinéaire", où les directions incidente (deutons) et sortante (neutrons) sont identiques. Dans cette disposition la matrice densité est hautement symétrique par rapport aux taux d'occupation des sous-niveaux (état aligné):

$$\langle a\alpha/\rho/a\alpha'\rangle = \langle a-\alpha/\rho/a-\alpha'\rangle\, \delta_{\alpha\alpha'} \quad .$$

En supposant que le détecteur neutronique est de forme ponctuelle, seuls les spins du noyau initial, du noyau final et du neutron émis entrent en ligne de compte et leurs composantes z s'annulent. De ce fait, les sous-niveaux $\alpha$, peuplés par la réaction (d,n) sur le néon-20, ne dépassent jamais la valeur limite de $|\alpha|_{max} = 1 + \frac{1}{2} = \frac{3}{2}$. Ces conditions réduisent le nombre d'éléments inconnus à deux. La forme de la corrélation directionnelle, donnée sous appendice C, permet de mettre en évidence l'un des deux éléments de matrice et de n'avoir plus qu'un quotient inconnu, défini par

$$P = \frac{\langle a\,\frac{3}{2} / P / a\,\frac{3}{2} \rangle}{\langle a\,\frac{1}{2} / P / a\,\frac{1}{2} \rangle} \quad .$$

D'entrée on peut dire que, si l'ajustement de la série en polynômes de Legendre démontre une présence significative du terme $A_{k=4}$, la règle de sélection $k \leq$ minimum (L + L', 2a) n'admet que les valeurs a du spin du niveau en question, pour lesquelles $a \geq \frac{5}{2}$ et l'ambiguité du spin est levée, puisque la valeur $a = \frac{3}{2}$ est écartée. Les paramètres P et $\delta$ (mélange multipolaire de la transition gamma) se calculent alors à partir des coefficients $A_2$ et $A_4$, pris pour le spin $a = \frac{5}{2}$. Toutefois, le succès d'un procédé d'analyse aussi directe est très douteux: le spin $\frac{5}{2}$ implique avec le niveau fondamental du sodium-21 (de spin $\frac{3}{2}$) $1 \leq L \leq 4$, donc certainement une contribution de l'ordre quadrupolaire; cependant l'apparition significative du coefficient $A_4$ exige une valeur $\delta$ élevée et une durée de vie du premier niveau excité relativement longue, alors que la valeur mesurée par Bamberger et al. (9) est de 14 ps seulement. En effet, on constate dans l'analyse faite sous chapitre 4 que la contribution du terme $A_4$ existe, mais de façon non significative par rapport aux précisions atteintes par les mesures. Dans ce cas les paramètres P et $\delta$ se calculent à partir des coefficients $A_2$ et $A_4$, pris une fois pour le spin $a = \frac{5}{2}$ et l'autre pour $a = \frac{3}{2}$, et on compare leurs valeurs respectives à celles prédites par un modèle nucléaire adéquat.

Dans le cas de la géométrie "colinéaire" ($\theta_n = 0$, $0 \leq \theta_\gamma \leq \pi$), les coefficients $A_k$ prennent les formes suivantes, en tenant compte du spin

b = $\frac{3}{2}$ du niveau fondamental du sodium-21,

pour a = $\frac{5}{2}$ :

$$\left| \begin{array}{l} A_2 = \frac{1}{1+\delta^2}\left[F_2(11\,\frac{3}{2}\,\frac{5}{2}) - 2\delta F_2(12\,\frac{3}{2}\,\frac{5}{2}) + \delta^2 F_2(22\,\frac{3}{2}\,\frac{5}{2})\right] Q_2 \dfrac{\langle \frac{5}{2}\frac{1}{2}, \frac{5}{2}-\frac{1}{2}|20\rangle}{\langle \frac{5}{2}\frac{1}{2}, \frac{5}{2}-\frac{1}{2}|00\rangle} \dfrac{1 - \dfrac{\langle \frac{5}{2}\frac{3}{2}, \frac{5}{2}-\frac{3}{2}|20\rangle}{\langle \frac{5}{2}\frac{1}{2}, \frac{5}{2}-\frac{1}{2}|20\rangle} P}{1 - \dfrac{\langle \frac{5}{2}\frac{3}{2}, \frac{5}{2}-\frac{3}{2}|00\rangle}{\langle \frac{5}{2}\frac{1}{2}, \frac{5}{2}-\frac{1}{2}|00\rangle} P} \\ \\ A_4 = \dfrac{\delta^2}{1+\delta^2} F_4(22\,\frac{3}{2}\,\frac{5}{2})\, Q_4 \dfrac{\langle \frac{5}{2}\frac{1}{2}, \frac{5}{2}-\frac{1}{2}|40\rangle}{\langle \frac{5}{2}\frac{1}{2}, \frac{5}{2}-\frac{1}{2}|00\rangle} \dfrac{1 - \dfrac{\langle \frac{5}{2}\frac{3}{2}, \frac{5}{2}-\frac{3}{2}|40\rangle}{\langle \frac{5}{2}\frac{1}{2}, \frac{5}{2}-\frac{1}{2}|40\rangle} P}{1 - \dfrac{\langle \frac{5}{2}\frac{3}{2}, \frac{5}{2}-\frac{3}{2}|00\rangle}{\langle \frac{5}{2}\frac{1}{2}, \frac{5}{2}-\frac{1}{2}|00\rangle} P} \end{array} \right.$$

pour a = $\frac{3}{2}$ :

$$\left| \begin{array}{l} A_2 = \frac{1}{1+\delta^2}\left[F_2(11\,\frac{3}{2}\,\frac{3}{2}) - 2\delta F_2(12\,\frac{3}{2}\,\frac{3}{2}) + \delta^2 F_2(22\,\frac{3}{2}\,\frac{3}{2})\right] Q_2 \dfrac{\langle \frac{3}{2}\frac{1}{2}, \frac{3}{2}-\frac{1}{2}|20\rangle}{\langle \frac{3}{2}\frac{1}{2}, \frac{3}{2}-\frac{1}{2}|00\rangle} \dfrac{1 - \dfrac{\langle \frac{3}{2}\frac{3}{2}, \frac{3}{2}-\frac{3}{2}|20\rangle}{\langle \frac{3}{2}\frac{1}{2}, \frac{3}{2}-\frac{1}{2}|20\rangle} P}{1 - \dfrac{\langle \frac{3}{2}\frac{3}{2}, \frac{3}{2}-\frac{3}{2}|00\rangle}{\langle \frac{3}{2}\frac{1}{2}, \frac{3}{2}-\frac{1}{2}|00\rangle} P} \\ \\ A_4 \equiv 0 \end{array} \right.$$

En explicitant les valeurs numériques des coefficients de couplage et de la fonction $F_k$, données sous appendice E, on obtient les équations suivantes,

pour $a = \frac{5}{2}$ :

$$A_2 = \frac{1}{1+\delta^2}\left[-0{,}3992 - 2{,}0240\,\delta + 0{,}2036\,\delta^2\right]\frac{1+0{,}25P}{1+P}$$

$$A_4 = \frac{\delta^2}{1+\delta^2}\,\frac{1-1{,}5P}{1+P}\;0{,}6465 \quad ,$$

pour $a = \frac{3}{2}$ :

$$A_2 = \frac{1}{1+\delta^2}\left[1{,}5492\,\delta - 0{,}4\right]\frac{P-1}{P+1}$$

$$A_4 \equiv 0 \quad .$$

Dans le cas du spin $a = \frac{3}{2}$ les fonctions $F_4$ s'annulent identiquement. Ainsi, seulement une équation est à disposition pour la détermination des deux paramètres P et $\delta$ . Des suppositions raisonnables concernant la valeur de P, énoncées sous chapitre 4, permettent alors de discuter $\delta$ .

Les expressions données ci-dessus ne sont strictement valables que pour un détecteur neutronique ponctuel. L'étendue finie du détecteur a pour effet de modifier les taux de population des sous-niveaux "permis" et d'en peupler au-delà de la limite permise ( $|\alpha| = \frac{5}{2}$). Cet effet augmente avec le carré de l'angle d'ouverture $2\xi$ du détecteur. Comme le démontrent Ferguson et Litherland, un calcul exact est impossible sans faire de suppositions sur le mécanisme de la réaction. Néanmoins, l'équation donnée par les auteurs précités permet d'estimer, à un ordre de grandeur près, l'importance de cet effet et d'en déduire que dans la présente expé-

rience l'angle d'ouverture $2\xi$ est tenu suffisamment petit pour pouvoir négliger son influence.

Grüebler et Gibbs (8) proposent un autre type de fonction de corrélation intéressant, celui découlant d'une géométrie de mesure "hors-axe", où le détecteur neutronique est placé en-dehors de la direction incidente, toujours prise comme direction de l'axe de quantification z, et où le détecteur gamma balaye le plan perpendiculaire à cet axe z: $\theta_n \neq 0$, $\theta_\gamma = \frac{\pi}{2}$, $0 \leq \phi \leq \pi$ . La fonction de corrélation s'exprime alors par

$$W(\theta_n \neq 0, \theta_\gamma = \frac{\pi}{2}, \phi_\gamma) = 1 + \sum_{\alpha = 2,4...} B_\alpha \cos \alpha \phi_\gamma \quad ,$$

où l'expression de $B_\alpha$ est donnée sous appendice D.

Par rapport à la disposition "colinéaire", la mesure est sensiblement plus rapide est aisée étant donné que l'angle des neutrons a été choisi au maximum de la distribution angulaire de la réaction de stripping du deuton sur le néon-20, $\theta_n = \frac{\pi}{4}$ (10), et que les détecteurs sont, pour toutes les positions, suffisamment éloignés l'un de l'autre. Par contre le dépouillement des mesures se complique de façon sensible par la perte des propriétés de symétrie élevée de la matrice densité et ne peut se faire sans recourir à des méthodes d'analyse statistiques. Cette mesure est néanmoins très utile puisqu'elle confirmera que la composante quadrupolaire de la transition gamma n'est que faiblement présente.

# 3. DISPOSITIF EXPERIMENTAL

Ce dispositif comprend la cible gazeuse, l'appareillage électronique de détection et d'acquisition des données, ainsi que le montage mécanique pour le support et le positionnement des deux détecteurs photonique et neutronique, respectivement.

## 3.1. La cible gazeuse

Un tube en laiton de 7 mm de diamètre extérieur, fermé à une extrémité par une feuille de nickel collée, épaisse de 1,25 $\mu$, est introduit dans un second tube en laiton de 8 mm de diamètre intérieur, fermé à une extrémité par une plaquette de tantale collée, épaisse de 0,5 mm et servant de "beam-stopper" [10]. Ces deux tubes, montés dans cette position sur le guide électriquement isolé du faisceau de deutons analysés de l'accélérateur Van de Graaff, délimitent une petite cavité cylindrique, longue de 2 cm et remplie de gaz de néon naturel spectroscopiquement pur (92% néon-20, 8% néon-22). Compte tenu de l'épaisseur de la fenêtre de nickel qui vaut 110 keV pour les deutons d'énergie initiale de 3 MeV (± 2 keV), la demi-épaisseur de la cible, remplie à la pression de 200 mm Hg, est de 60 keV pour les deutons de 2,9 MeV. Ainsi, la valeur effective de l'énergie des deutons incidents vaut

$$E_d = (2{,}83 \pm 0{,}06)\ \text{MeV}.$$

L'épaisseur de 0,5 mm de la paroi extérieure de la cible a un effet sensible dans les mesures faites dans l'arrangement "colinéaire" des détecteurs, où le détecteur gamma balaye le plan contenant l'axe de la cible (direction des deutons incidents). L'absorption des photons par cette paroi varie alors avec l'épaisseur vue sous l'angle $\theta_\gamma$. La géométrie compliquée et la diversité des matériaux rendent impossible une estimation numérique de cette absorption. Par contre, il a été aisé de mesurer expérimentalement cet effet par la méthode décrite sous chapitre 4.

## 3.2. Appareillage électronique et acquisition des données

### a) Organisation de l'appareillage électronique

Neutrons et photons sont détectés respectivement par un scintillateur plastique NE 102 (1,5" x 1,5"ø) et inorganique NaI(Tl) (2" x 2"ø), placés à 30 cm et 50 cm de la cible et montés sur photomultiplicateurs 56 AVP.

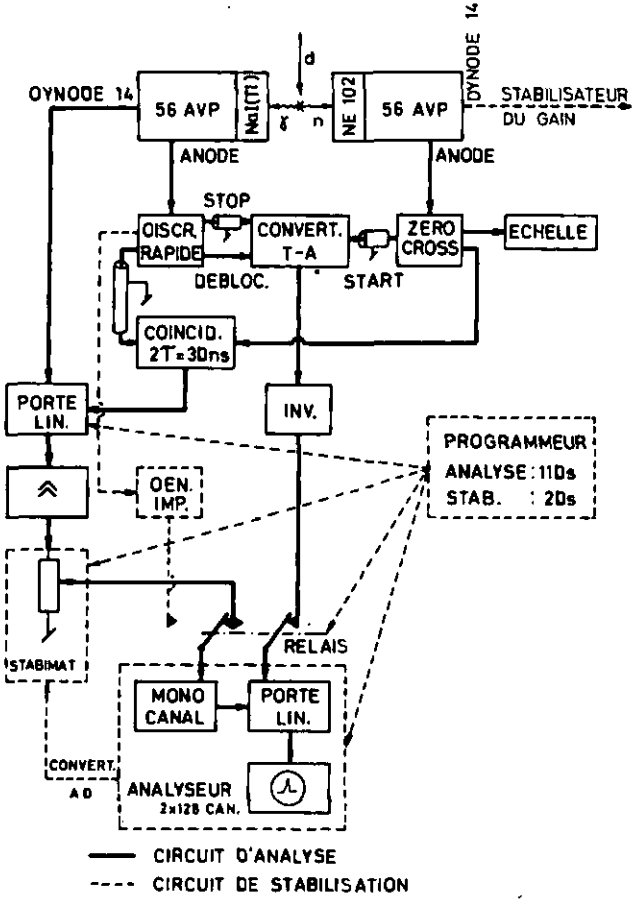



Fig. 1: Schéma bloc de l'appareillage électronique

La voie rapide de l'appareillage est constituée par un convertisseur temps-amplitude et alimente l'entrée d'analyse de l'analyseur à 256 canaux avec des impulsions de hauteur proportionnelle au temps de vol des neutrons. C'est la surface du pic de temps de vol qui sert de mesure de la fonction de corrélation n-$\gamma$ .

La voie spectrométrique, alimentée par la dynode 14 du détecteur gamma, passe par une porte linéaire qui élimine une grande partie des photons non associés à un neutron et par un stabilisateur de spectre pour commander à travers un monocanal la porte linéaire de la voie rapide. Le monocanal, placé sur le pic photoélectrique des photons de désexcitation de 330 keV du premier niveau excité du sodium-21, a comme fonction d'admettre les événements (d,n $\gamma$ ) associés directement à ce niveau et d'écarter ceux en provenance de niveaux plus élevés de ce même noyau ou d'autres noyaux de réactions concurrentielles. Un soin tout particulier a été voué aux effets perturbateurs possibles des réactions parasites et à la stabilité du point de travail de l'appareillage électronique.

b) Discussion des réactions parasites

— $^{20}Ne(d,n\gamma)^{21}Na$, $E^* > 330$ keV :

en principe, tous les niveaux du sodium-21 allant jusqu'à 2,78 MeV participent à la réaction. Ces niveaux se désexcitent très rapidement par émission gamma en cascade et alimentent également le niveau de 330 keV (fig. 2). De ce fait, l'enregistrement de groupes de neutrons associés à ces niveaux n'est pas exclu. Leurs temps de vol, calculés pour la distance de 30 cm, sont donnés dans le tableau suivant:

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| $E^*$ | = | 0,33 | 1,72 | 2,43 | (MeV) |
| $E_n$(lab) | = | 2,68 | 1,24 | 0,47 | (MeV) |
| t | = | 13 | 20 | 32 | (ns) |

$\theta_n = 0$

Les spectres de temps de vol pris pour $\theta_n = \frac{\pi}{4}$ (géométrie "hors-axe") montrent tous très nettement l'apperition du groupe associé au niveau $E^* = 1,72$ MeV, alors que celui du niveau $E^* = 2,43$ MeV n'apparaît pas par suite de sa désexcitation directe à l'état fondamental (fig. 3).

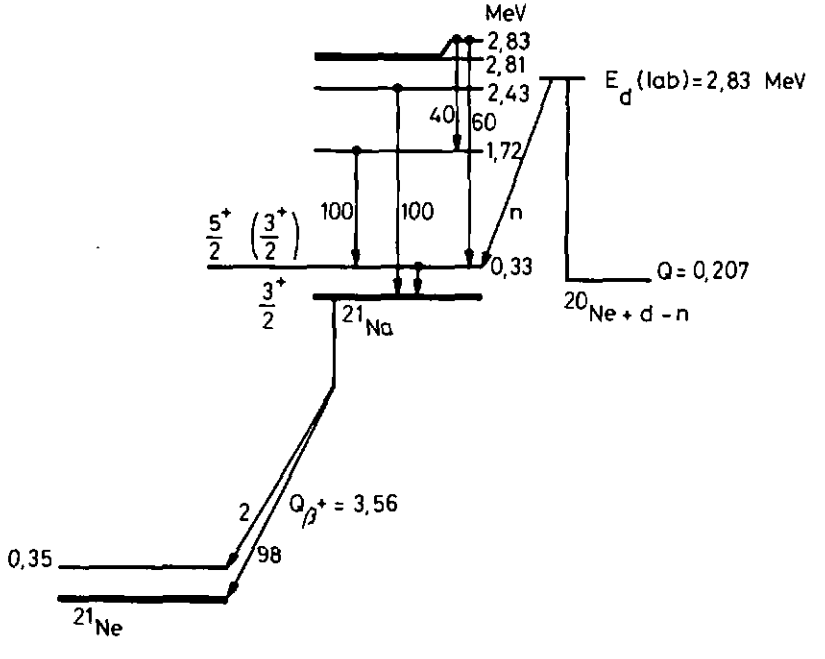



Fig. 2: Schéma des niveaux excités dans le sodium-21 (par R. Bloch et al. [11] et C. Rolfs et al. [12]).

L'énergie maximale à disposition du neutron sortant et du $^{21}$Na vaut (dans le système du C.M.) : E(C.M.) = 2,78 MeV.

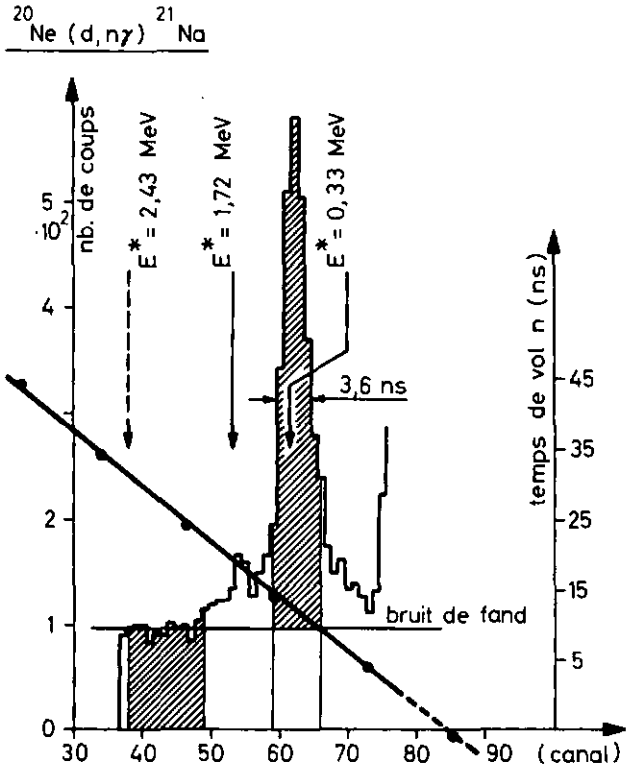



Fig. 3: Spectre de temps de vol des neutrons
- énergie des deutons incidents $E_d$(lab) = 2,83 MeV
- courant incident $I_d$ = 0,2 μA
- charge totale $Q_d$ = 2500 μCb
- géométrie "hors-axe": $\theta_n = \frac{\pi}{4}$, $\theta = \frac{\pi}{2}$, $\phi = 120^0$
- les flèches indiquent les positions des niveaux concurrentiels

Toutefois, le groupe parasite ne contribue pas au contenu du pic principal étant donné son temps de vol bien distinct. - Les mesures à $\theta_n = 0$ (géométrie "colinéaire"), rendues sensiblement plus délicates par la diminution d'un facteur 3 environ de la section efficace (10), ont été faites avec une résolution temporelle de la coïncidence rapide portée à $2\tau = 40$ ns. Ainsi, toute la plage "non contaminée", entre $E^* = 1{,}72$ et $2{,}82$ MeV, du spectre de temps de vol est à disposition pour l'évaluation du bruit de fond (fig. 4a). D'autre part, par abaissement du gain du photomultiplicateur neutronique les événements associés

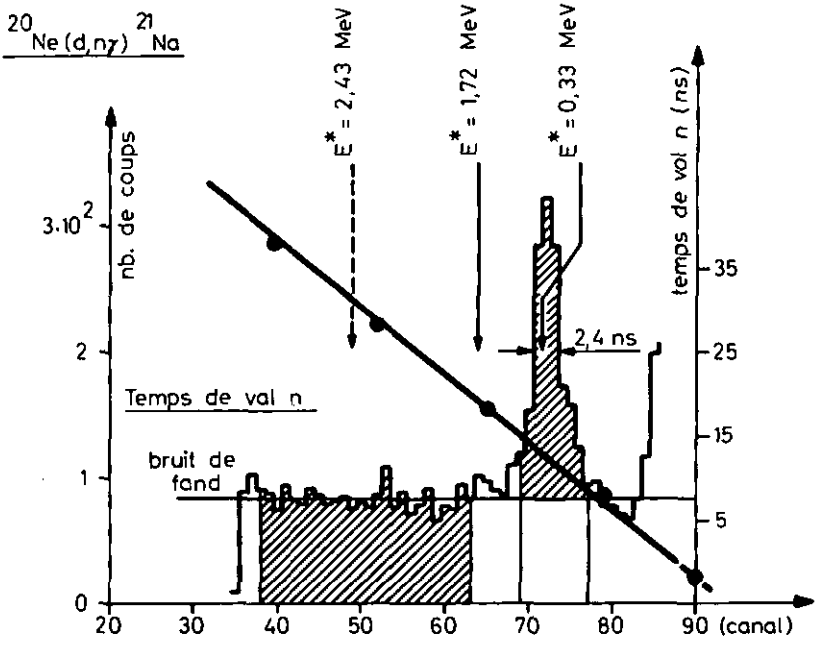



Fig. 4a: Spectre de temps de vol des neutrons
- $E_d$ , $I_d$ , $Q_d$ *comme figure 3*
- géométrie "colinéaire": $\theta_n = 0$, $\theta_\delta = 80^\circ$
- les flèches indiquent les positions des niveaux concurrentiels

au niveau $E^* = 1{,}72$ MeV sont éliminés. Il suffit pour cela d'une faible diminution de la haute tension, le seuil de la mise en forme temporelle

["zero-crossing"] étant fixé très haut pour des raisons données plus bas.

— $^{22}Ne\ (d,n\gamma)^{23}Na$ :

le caractère hautement exothermique (Q = 6,57 MeV) permet à cette réaction de générer toute une série de groupes de neutrons, dont les temps de vol tombent dans la plage occupée par le premier niveau excité du sodium-21. Toutefois, Braben (13), Sowerby (14), Poletti (15), Swann (16) et Mubarakmand (17) ont mesuré, pour les niveaux les plus importants, allant jusqu'à $E^*$ = 8,62 MeV, les rapports de branchement des cascades photoniques de désexcitation. On constate que l'énergie de toutes les raies gamma se situe au-delà de 2MeV, à l'exception de la raie du premier niveau excité à $E^*$ = 440 keV, auquel aboutit une partie des cascades. Si la réaction (d,n) sur le néon-22 était importante par rapport au néon-20, on s'attendrait à une bosse plus ou moins marquée dans le spectre de la radiation gamma associée, à l'endroit de $E_\gamma$ = 440 keV. Or, tel n'est pas le cas (fig. 4b). D'autre part, la fenêtre du monocanal, placée sur le pic photoélectrique à 330 keV, n'accepte que la faible fraction du plateau Compton, correspondant à la largeur de 80 keV de la fenêtre. Compte tenu de ces considérations, on peut estimer que la "contamination" du pic de temps de vol par la réaction (d,n) sur le néon-22 est inférieure à 1%. L'analyse de deux spectres de temps de vol par rapport à l'emplacement, la résolution et le contenu du pic, l'un mesuré pour une cible de néon naturel, l'autre pour une cible enrichie de néon-20 (99,5%), n'a pas révélé de différence sortant de la tolérance statistique.

— $^{20,22}Ne\ (d,p\gamma)^{21,23}Ne$ :

cette réaction avec proton final sur le néon-20, qui est du même ordre de grandeur en section efficace que la réaction avec neutron final (18), ainsi que celle sur le néon-22, ne contribuent par le photon émis qu'au bruit de fond de l'enregistrement du temps de vol.

— $^{12}C\ (d,n\gamma)^{13}N$ :

le carbone-12, toujours présent en faible quantité sur la fenêtre de nickel, ne contribue également qu'au bruit de fond, étant donné que le groupe de neutrons prépondérant mène au niveau fondamental de l'azote-13

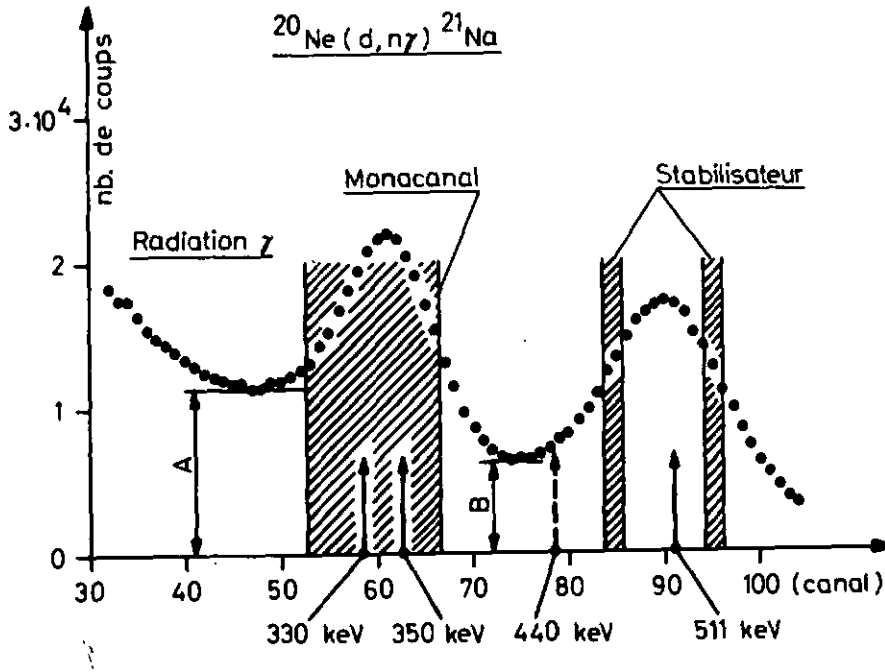



Fig. 4b: Spectre gamma associé
(les flèches indiquent les raies mentionnées dans le texte)

et que le premier niveau excité de l'azote-13 ($E^* = 2,37$ MeV) ne correspond ni par l'énergie des photons, ni par le temps de vol des neutrons au domaine accepté par le système d'acquisition.

c) Contrôle et réglage du gain de la voie spectrométrique gamma

Le nombre de vraies coïncidences n-$\gamma$ dans le pic de temps de vol des neutrons dépend, évidemment, du nombre de photons associés accepté par le dispositif électronique d'acquisition. Comme le seuil du discriminateur rapide est placé sensiblement plus bas que le seuil inférieur du monocanal, il est important de tenir fixe dans la fenêtre du monocanal le pic photoélectrique de la raie gamma de 330 keV. On a pu observer que le gain du photomultiplicateur variait aisément et considérablement. Il était, dès

lors, nécessaire d'introduire dans cette voie un système de contrôle et de réglage du gain. Ce système, du type différentiel, fonctionnait automatiquement et de manière séquentielle. Par rapport au spectre gamma associé (fig. 4b), les deux fenêtres de référence étaient placées sur les flancs du pic d'annihilation de 511 keV, provenant de la désintégration $\beta^+$ du sodium-21. Le stabilisateur contrôlait toutes les 110 secondes pendant 20 secondes la différence des taux de comptage dans les deux fenêtres et agissait sur l'amplification de la voie spectrométrique, si cette différence dépassait une valeur présélectionnée. La validité de cette méthode exige une invariance rigoureuse de la forme du spectre gamma associé. Pour cette raison, tous les spectres ont été minutieusement examinés, en prenant comme paramètres de contrôle les positions des deux pics et le rapport des vallées A/B. La fig. 5a montre que la position des deux pics est constante (variance plus petite que $2^{o}/oo$) et que, de ce fait, les deux pics ne se déplacent pas l'un par rapport à l'autre. La fig. 5b indique que le rapport des vallées est suffisamment constant pour pouvoir admettre l'invariance de la forme du bruit de fond gamma.

d) Contrôle et réglage du gain du détecteur des neutrons

Un procédé de stabilisation différentiel, analogue à celui appliqué à la voie spectrométrique, n'était pas utilisable puisque le spectre de protons de recul d'un scintilleteur plastique ne présente pas de pics. Pour cette raison il a fallu introduire une "source lumineuse" de référence sous forme d'un petit scintillateur CsI(Tl) (4 x 4 x 1 mm), collé sur le scintillateur plastique et irradié à travaers un diaphragme de 0,3 mm de diamètre par les deux groupes de particules alpha ($E_\alpha$ = 5,44 et 5,48 MeV) du radionuclide $^{241}_{95}Am$. Après intégration des impulsions à la sortie de la dynode 14, le pic alpha se formait à raison d'environ 200 événements à la seconde. Le seuil du discriminateur, placé à mi-hauteur du flanc supérieur du pic, permettait d'alimenter le "rate meter" par un taux d'impulsions alpha non contaminé par la queue du spectre "naturel" en provenance du scintillateur plastique (fig. 6,7). Une variation de ce taux se manifestait de façon sensible sur la bande enregistrée et pouvait être aisément compensée en agissant sur la haute tension du photomultiplicateur. Pour ne pas influencer le nombre de corrélations dans

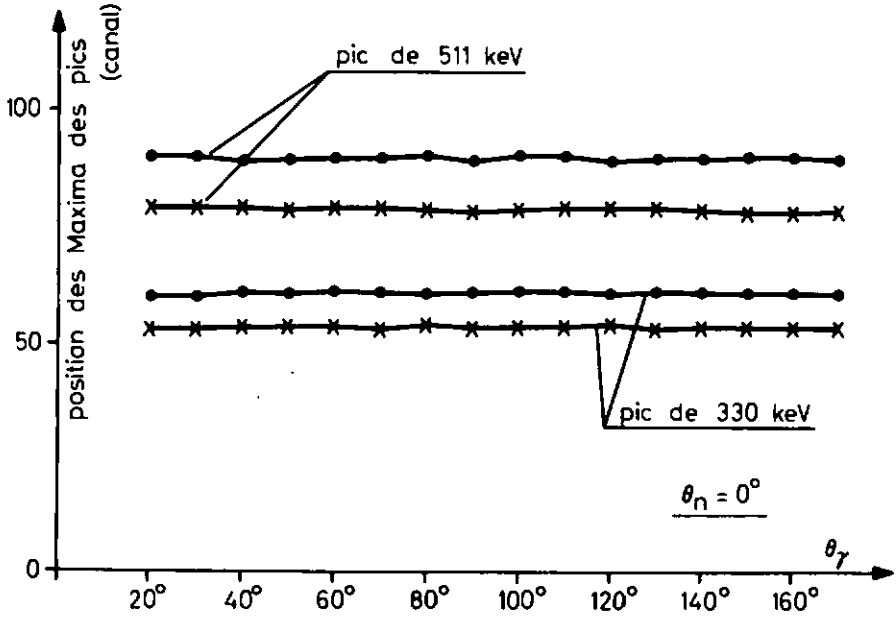



Fig. 5a: Positions des deux pics du spectre gamma associé, prises pour deux séries de mesures différentes (géométrie "colinéaire")

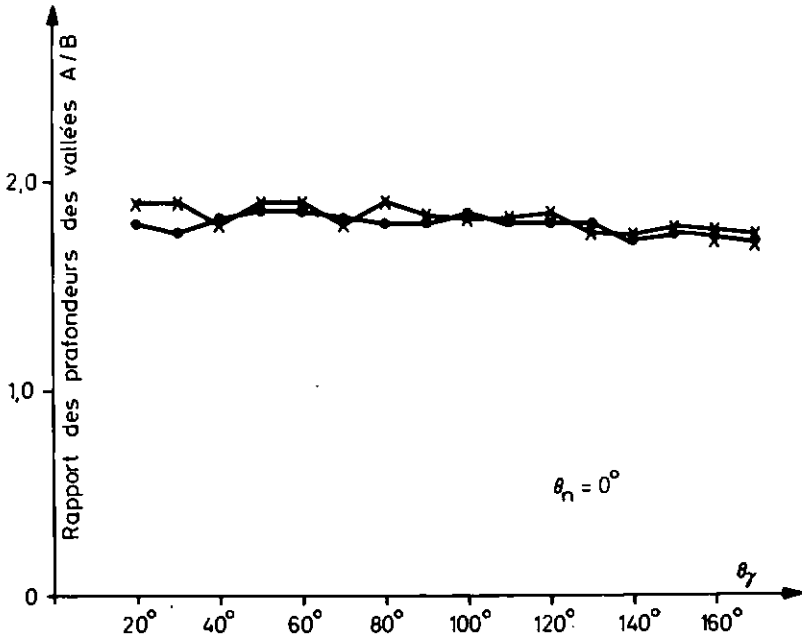



Fig. 5b: Rapports des vallées A/B du spectre gamma associé des séries de mesures de la fig. 5a

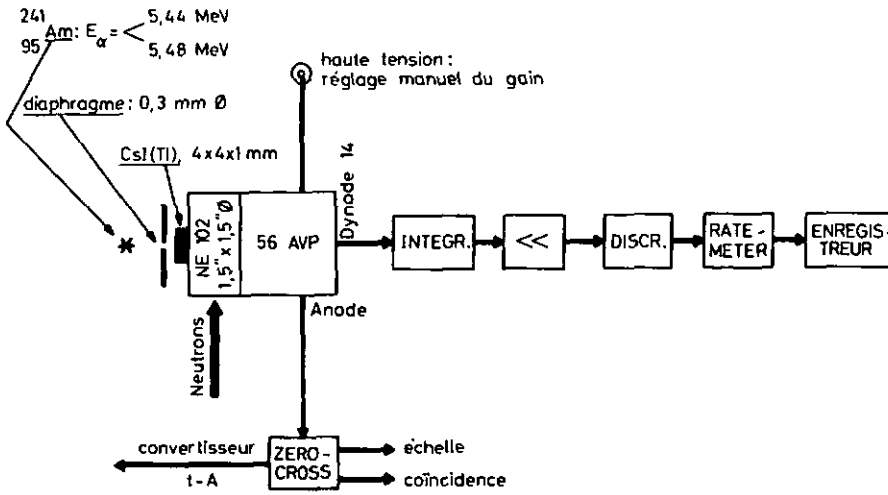



Fig. 6: Schéma bloc du système électronique de contrôle du gain du détecteur des neutrons

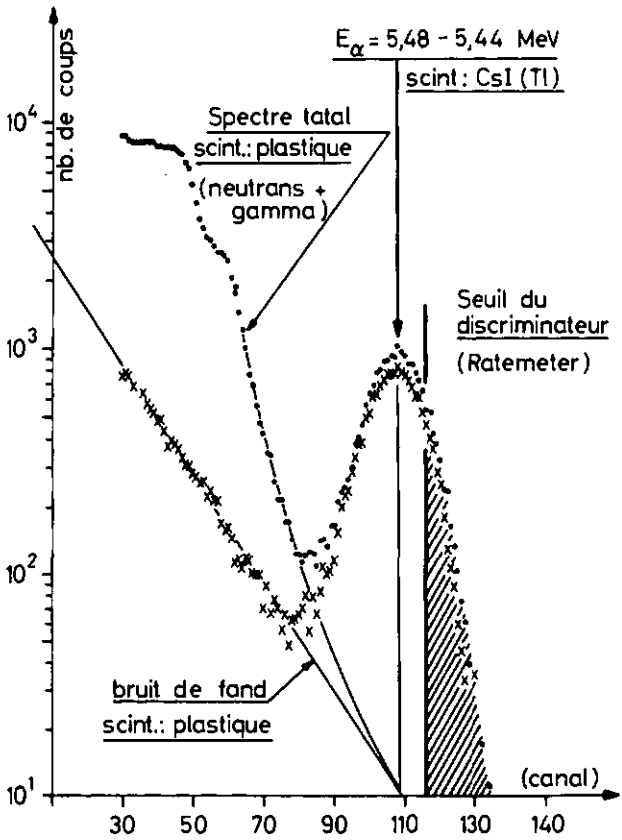



Fig. 7: Spectre des impulsions intégrées dans la voie neutronique
X cible vide, $I_d$ = 0,2 µA, $E_d$ = 2,83 MeV
• Cible remplie, 200 mm Hg de néon naturel
$I_d$ = 0,2 µA, $E_d$ = 2,83 MeV

la voie rapide à la sortie anodique, le seuil de la mise en forme temporelle ("zéro-crossing") était placé au-dessus de la hauteur maximale des impulsions alpha non intégrées, puisque le long temps de déclin de quelques centaines de nano-secondes du scintillateur CsI(Tl) étale dans le temps la lumière de l'impulsion, au détriment de sa hauteur (fig. 8). La stabilité du gain neutronique peut être considérée comme meilleure que 1 $^{0}/_{oo}$ (appendice G).

### 3.3. Positionnement des détecteurs

Le positionnement fixe du détecteur des neutrons, $\theta_n = 0$ et $\frac{\pi}{4}$ en géométrie "colinéaire" d'une part et "hors-axe" d'autre part, ne posait aucun problème et se faisait manuellement.

Pour le détecteur des photons un système mécanique télécommandé a été construit, permettant le balayage de l'angle $\theta_\gamma$ ou $\phi_\gamma$ de 0 à $\pi$ dans le plan vertical. Un changement d'angle se faisait alors sans interruption du faisceau incident et des taux d'irradiation des détecteurs. De telles interruptions s'étaient avérées néfastes pour la stabilité des gains.

Sur commande, le bras tubulaire en aluminium, porteur du détecteur des photons, était lentement actionné par un moteur électrique à travers un engrenage à vis sans fin. L'axe de rotation du bras, positionné avec précision à l'aide d'une lunette, coïncidait avec la direction incidente des deutons en géométrie "hors-axe" et était perpendiculaire en géométrie "colinéaire". Les repairs fraisés tous les dix degrés dans la couronne concentrique de positionnement commandaient par l'intermédiaire d'un micro-interrupteur fixé au bras, l'arrêt du détecteur à l'angle désiré qui était alors affiché sur un voyant lumineux dans la salle de commande. La mesure par triangulation des positions angulaires, fixées de façon automatique, a montré que l'erreur systématique du positionnement pouvait être fortement diminuée, en approchant la position désirée toujours dans le même sens (depuis le bas). Les résultats de cette mesure sont donnés dans le table ci-dessous:

Valeurs nominales:

$\alpha$ = 10 20 30 40 50 60 70 80 90 ($^{o}$)

Valeurs moyennes mesurées:

$\overline{\alpha}$ = 9,9 19,9 29,7 39,9 49,9 60,0 70,1 80,4 90,0 ($^{o}$)

Reproductibilité des positions: $\pm$ 0,1$^{o}$ environ

---

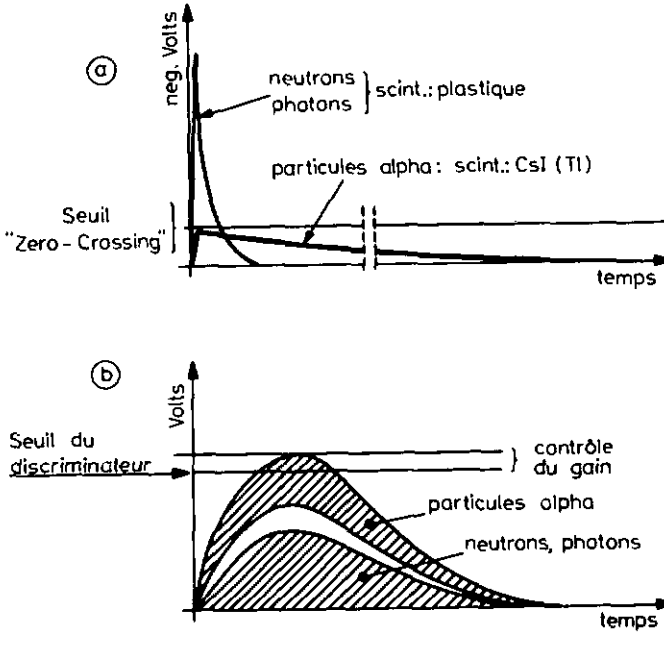



Fig. 8: a) impulsions directes (entrée "zero-crossing")
b) impulsions intégrées (entrée"ratemeter")

# 4. MESURES ET RESULTATS DE L'ANALYSE

Conformément aux considération du chapitre 2, la mesure de la corrélation directionnelle s'est faite pour deux géométries différentes, l'une "hors-axe" par rapport à la position du détecteur des neutrons, l'autre "colinéaire". La première présente un net avantage expérimentel dû au détecteur des neutrons placé à l'endroit du maximum de la section efficace de la réaction ($\frac{d\sigma}{d\Omega}(\frac{\pi}{4})$ = 14 mb/sterad) et à la symétrie axiale de la cible par rapport au balayage de l'angle $\phi_\gamma$. Le seconde se distingue par une simplicité notable de l'analyse des mesures. Dans les deux ces les mesures ont été faites par tranches de 2500 $\mu$Cb pour la charge incidente intégrée. Travaillant avec un courant de deutons analysés $I_d$ = 0,2 $\mu$A, la mesure d'une tranche durait environ trois heures et demie. On a pris soin de procéder aux mesures dans un ordre angulaire arbitraire, pour distribuer d'éventuelles variations de l'efficacité de détection sur l'ensemble des points masurés.

## 4.1. Mesures en géométrie "hors-axe" et résultats de l'ajustement de la séris en cos $\alpha\phi_\gamma$

Le détecteur des neutrons étant placé à $\theta_n = \frac{\pi}{4}$, c'est dans le plen perpendiculeire à la direction incidente que les photons sont détectés: $\theta_\gamma = \frac{\pi}{2}$, $0 \leq \phi_\gamma \leq \pi$. Un spectre typique de temps de vol des neutrons est donné dans la figure 3. La portion du spectre formée par les coïncidences fortuites peut être considérée comme plate. De ce fait il est aisé d'en déduire le bruit de fond moyen par canel, permettant de corriger par soustraction le nombre d'événements corrélés contenus dans le pic de temps de vol. Cette opération a été faite à l'aide d'un programme d'évaluation de spectres de temps de vol, mis au point par M. J. Weber et collaborateurs à l'Institut de physique de Neuchâtel.

La figure 9 montre le résultat des mesures faites en géométrie"hors-axe".

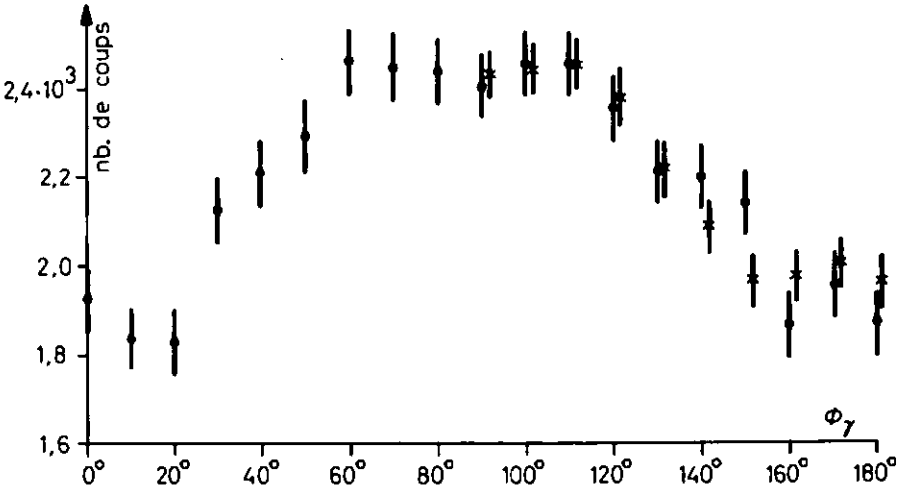



Fig. 9: Mesures en géométrie "hors-axe"

La série marquée par des croix a été mesurée à un interval d'une année, environ. La barre d'erreur indique l'erreur statistique uniquement, puisque celle-ci est de loin la plus importante (chapitre 3). Elle a été calculée en tenant compte de la variance du bruit de fond soustrait et se situe entre 3% et 4%.

L'ajustement de la série en $\cos \alpha \Phi_\delta$ , indiquée au chapitre 2 et dans appendice D, s'est fait avec le programme "FIONA" de l'EPFZ (avec la collaboration de M. Urs Peyer), basé sur la méthode des moindres carrés (4). Les coefficients $B_\alpha$ obtenus sont donnés dans la table ci-dessous, séparément pour les mesures désignées par les points et par les croix, en considérant chaque fois trois ajustements avec, respectivement, 2, 3 et 4 termes:

pour les points

| $B_0$ | $B_2$ | $B_4$ | $B_6$ |
|---|---|---|---|
| 1 ± 0,008 | - 0,14 ± 0,01 | | |
| 1 ± 0,008 | - 0,14 ± 0,01 | - 0,02 ± 0,01 | |
| 1 ± 0,008 | - 0,14 ± 0,01 | - 0,02 ± 0,01 | 0,009 ± 0,01 |

pour les croix

| | | | |
|---|---|---|---|
| 1 ± 0,005 | - 0,13 ± 0,01 | | |
| 1 ± 0,006 | - 0,13 ± 0,01 | - 0,01 ± 0,01 | |
| 1 ± 0,006 | - 0,13 ± 0,01 | - 0,01 ± 0,01 | 0,02 ± 0,01 |

Les courbes calculées à partir de ces coefficients sont données pour les points dans le graphique de la figure 10. On voit que pour $\alpha > 2$ les termes $B_\alpha$ qui apparaissent faiblement ne sont pas significatifs statistiquement compte tenu de la précision atteinte par les mesures.

4.2. Mesures en géométrie "colinéaire"

Le détecteur des neutrons est placé à $\theta_n = 0$, et c'est dans le plan contenant la direction des deutons incidents que les photons sont détectés: $0 < \theta_\gamma < \pi$ . Trois circonstances rendent délicat ce type de mesures:

— la section efficace relativement faible ($\frac{d\sigma}{d\Omega}(0)$ = 6 mb/sterad)

— la variation avec l'angle $\theta_\gamma$ de l'absorption des photons par l'enceinte de la cible et, vers l'arrière, par les matériaux du porte-cible

— les positions très rapprochées des deux détecteurs vers l'avant, donnant lieu à un très grand nombre de coïncidences promptes $\gamma - \gamma$ par diffusion Compton des photons sur le scintillateur plastique.

Un spectre typique de temps de vol, obtenu en géométrie "colinéaire", est donné dans la figure 4a. L'évaluation du contenu des pics de temps de vol,

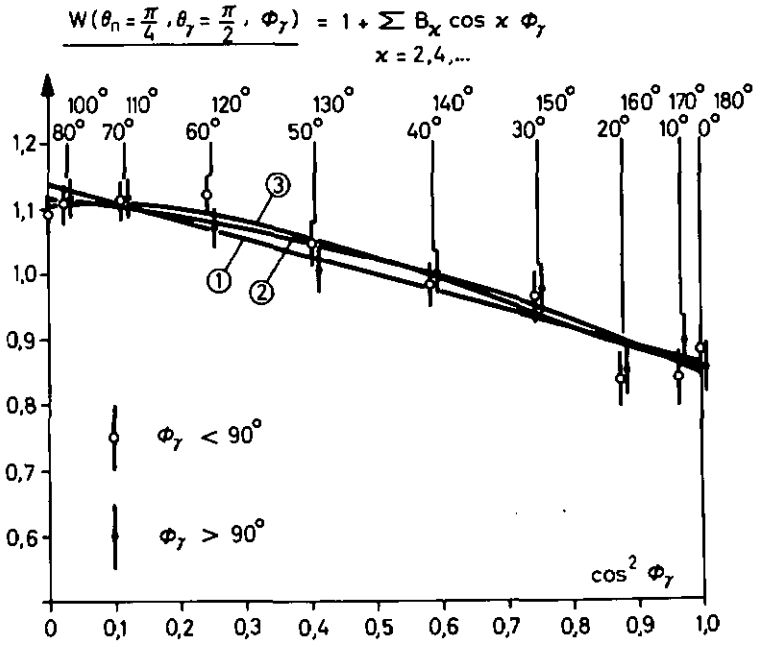



Fig. 10: Géométrie "hors-axe":
ajustement de la série en $\cos x\Phi_\delta$
① $x_{max}$ = 0,2
② $x_{max}$ = 0,2,4
③ $x_{max}$ = 0,2,4,6

suivant la même méthode qu'au paragraphe 4.1., a donné les résultats présentés dans la figure 11. Les points de mesures sont reportés sans correction et les barres d'erreur indiquent l'erreur statistique.

## 4.3. Corrections des mesures en géométrie "colinéaire" et ajustement de la série en $P_k(\cos \theta_\delta)$

Contrairement à la disposition "hors-axe", l'absorption des photons par l'enceinte de la cible varie avec l'angle $\theta_\delta$. Dès lors il est nécessaire de mesurer expérimentalement cet effet et de corriger les mesures.

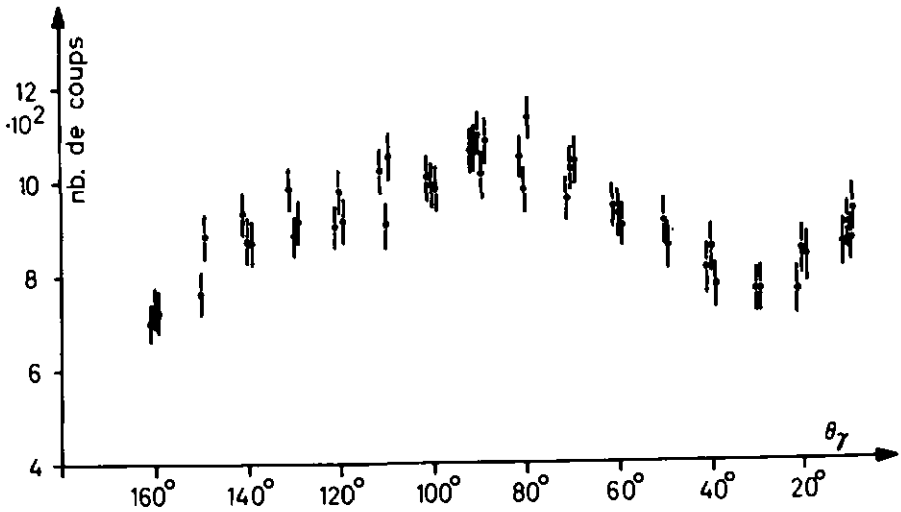



Fig. 11: Mesures en géométrie "colinéaire"
(non corrigées)

Dans ce but un récipient cylindrique de lucite (longueur = 20mm, diamètre = 2mm) était rempli d'une solution acqueuse de chlorure de barium et placé au centre de l'enceinte de la cible. Cette source gamma produisant au-dessus du seuil de détection essentiellement la raie de 356 keV du caesium-133, avait une activité totale d'environ 30 $\mu$C (fig. 12). L'effet d'absorption de l'enceinte s'obtenait pour chaque angle $\theta_\gamma$ en relevant le taux d'impulsions affiché sur le compteur décadique indiqué à la figure 13, avec la source hors de l'enceinte, puis dans l'enceinte. Le facteur de correction était fourni par le rapport des deux taux (fig. 14).

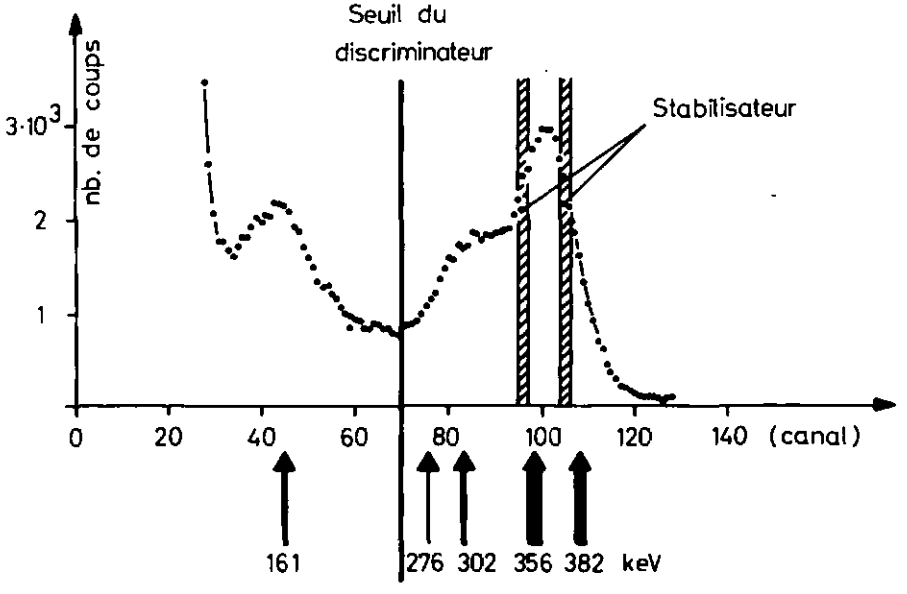



Fig. 12: Spectre gamma du $^{133}_{55}Cs$

($^{133}_{56}Ba \xrightarrow{CE} {}^{133}_{55}Cs$)

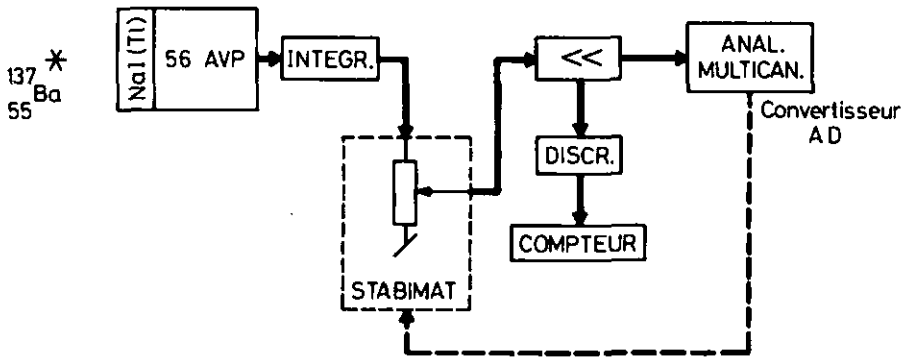



Fig. 13: Mesure de l'absorption par l'enceinte de la cible: schéma bloc de l'appareillage électronique

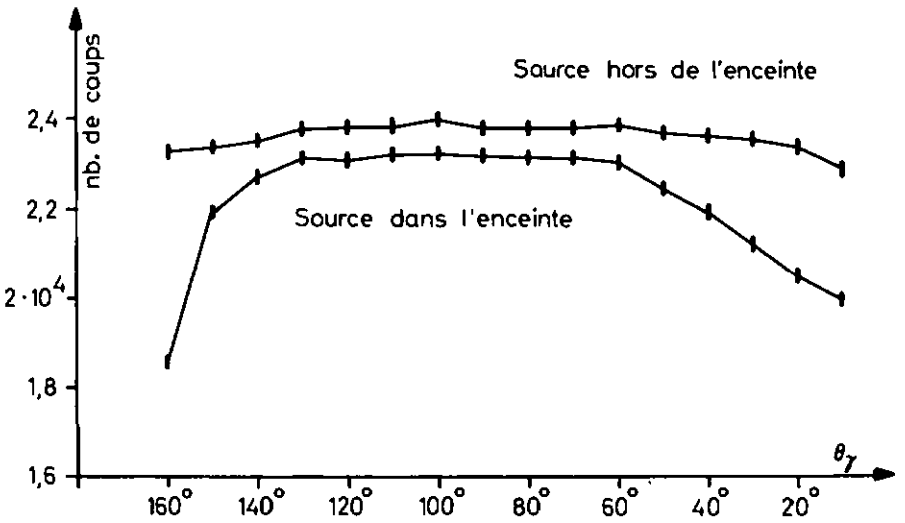



Fig. 14: Mesure de l'absorption par l'enceinte de la cible

La valeur moyenne de toutes les mesures faites pour un angle $\theta_{\gamma\gamma}$, corrigée pour l'effet d'absorption de l'enceinte, est donné dans la figure 15.

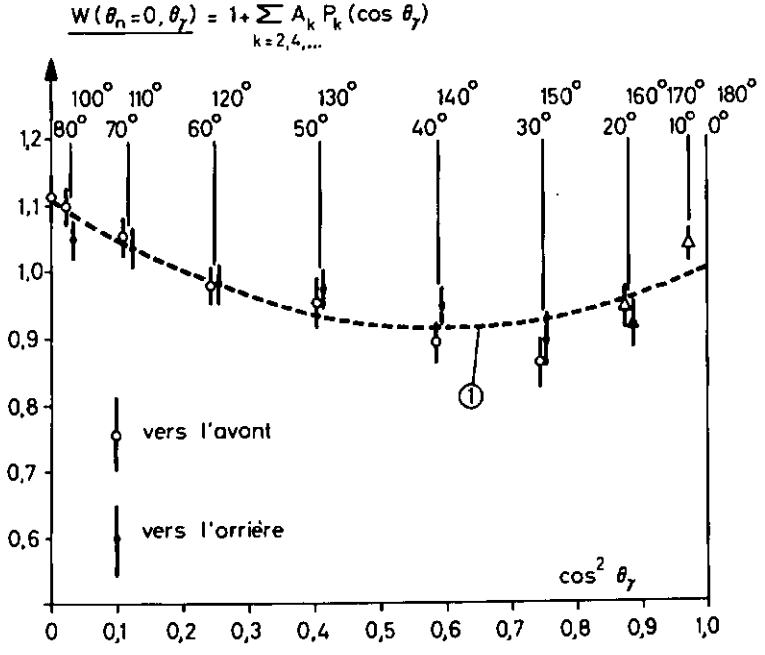



Fig. 15: Géométrie "colinéaire":
ajustement de la série en $P_k(\cos\theta_{\gamma\gamma})$
$10^\circ \leq \theta_{\gamma\gamma} \leq 160^\circ$
① k = 0,2,4

La barre d'erreur indique l'erreur statistique de la moyenne, compte tenu de la variance du facteur de correction.

Pour les deux angles vers l'avant, $\theta_{\gamma\gamma} = 10^\circ$ et $20^\circ$, la vallée séparant le pic des neutrons et le pic des coïncidences promptes $\gamma-\gamma$ se maintient au-dessus du bruit de fond moyen, ce qui indique un chevauchement des pics. D'autre part, le pic des neutrons présente pour

ces deux angles une résolution inférieure d'un facteur deux environ et dans certains cas une distorsion inhabituelle. Ces effets sont dus à la position très voisine des deux détecteurs, donnant lieu dans la voie gamma à un taux d'impulsions triple du taux "éloigné". Du côté des grands angles, vers l'arrière, la mesure à $\theta_\gamma = 160^\circ$ est perturbée par une absorption considérable et a dû être corrigée de 25% environ.

Par suite de ces effets, la fiabilité des mesures pour ces trois angles est douteuse. Pour cette raison, l'ajustement de la série en $P_k(\cos\theta_\gamma)$, mentionnée au chapitre 2 et dans appendice C, a été fait en trois étapes:

— pour tous les angles mesurés: $10^\circ \leq \theta_\gamma \leq 160^\circ$,

— sans les trois angles douteux: $30^\circ \leq \theta_\gamma \leq 150^\circ$,

— seulement vers l'avant, sans les angles douteux: $30^\circ \leq \theta_\gamma \leq 90^\circ$.

Le dernier domaine angulaire correspond à celui étudié par Rolfs (12) et par Bromley (19). Les coefficients obtenus par cet ajustement sont donnés dans la table ci-dessous, en considérant chaque fois trois ajustements avec 2, 3 et 4 termes:

domaine angulaire $10^\circ \leq \theta_\gamma \leq 160^\circ$

| $A_0$ | $A_2$ | $A_4$ | $A_6$ |
|---|---|---|---|
| 1 ± 0,007 | - 0,09 ± 0,01 | | |
| 1 ± 0,007 | - 0,12 ± 0,01 | 0,12 ± 0,02 | |
| 1 ± 0,007 | - 0,13 ± 0,01 | 0,11 ± 0,02 | 0,05 ± 0,02 |

domaine angulaire $30^\circ \leq \theta_\gamma \leq 150^\circ$

| | | | |
|---|---|---|---|
| 1 ± 0,008 | - 0,19 ± 0,02 | | |
| 1 ± 0,009 | - 0,17 ± 0,03 | 0,05 ± 0,04 | |
| 1 ± 0,01 | - 0,21 ± 0,04 | - 0,01 ± 0,06 | - 0,07 ± 0,05 |

domaine angulaire $30^0 \leq \theta_\delta \leq 90^0$

| $A_o$ | $A_2$ | $A_4$ | $A_6$ |
|---|---|---|---|
| 1 ± 0,01 | - 0,24 ± 0,03 | | |
| 1 ± 0,01 | - 0,20 ± 0,04 | 0,07 ± 0,05 | |
| 1 ± 0,02 | - 0,22 ± 0,06 | 0,04 ± 0,08 | - 0,03 ± 0,07 |

Les courbes calculées à partir de ces coefficients sont données dans les figures 15, 16 et 17.

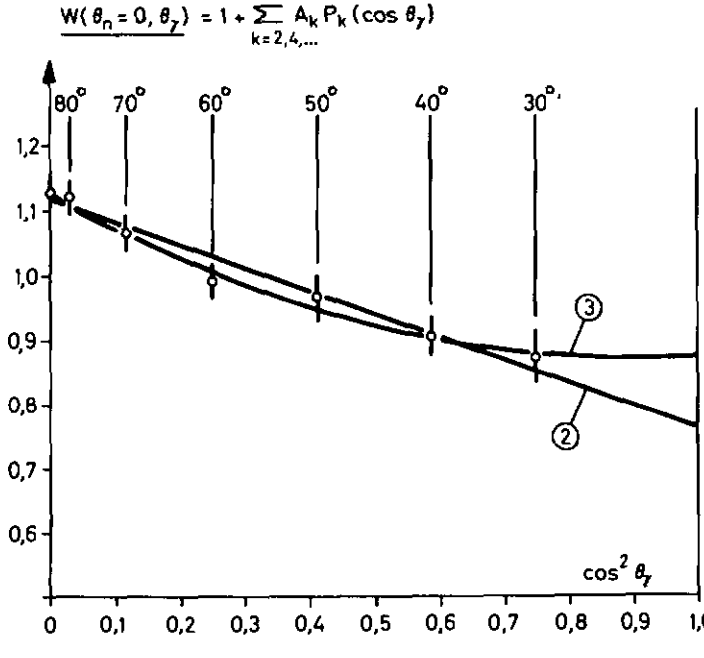



Fig. 16: Géométrie "colinéaire"
ajustement de la série en $P_k(\cos \theta_\delta)$
$30^0 \leq \theta_\delta \leq 90^0$
② k = 0,2
③ k = 0,2,4

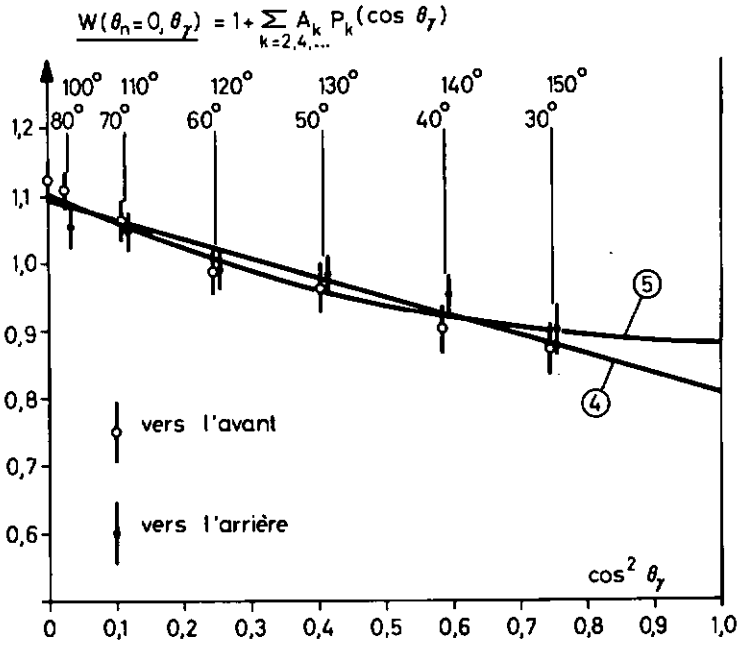



Fig. 17: Géométrie "colinéaire"
ajustement de la série en $P_k(\cos \theta_\delta)$
$30^0 \leq \theta_\delta \leq 150^0$
④ k = 0,2
⑤ k = 0,2,4

Le calcul du paramètre du mélange multipolaire de la radiation gamma se fait à partir des équations établies au chapitre 2 pour les deux valeurs du spin $a = \frac{5}{2}$ et $\frac{3}{2}$ .

Spin $a = \frac{5}{2}$

dans ce cas on a deux équations pour les deux paramètres inconnus $\delta$ et P. Par élimination de P on obtient les valeurs suivantes pour $\delta$:

$10^{\circ} \leq \theta_\delta \leq 160^{\circ}$

k = 0,2,4 : $\delta^4 - 5,59\delta^3 - 0,59\delta^2 - 0,41\delta - 0,07 = 0$

$\delta_1 = -0,15 \pm 0,02$

$\delta_2 = 5,70$

$30^{\circ} \leq \theta_\delta \leq 90^{\circ}$

k = 0,2,4 : $\delta^4 - 4,20\delta^3 - 0,23\delta^2 - 0,20\delta - 0,04 = 0$

$\delta_1 = -0,14 \pm 0,02$

$\delta_2 = 4,27$

k = 0,2,4,6 : $\delta^4 - 4,0\delta^3 - 0,15\delta^2 - 0,10\delta - 0,02 = 0$

$\delta_1 = -0,12 \pm 0,02$

$\delta_2 = 4,04$

$30^{\circ} \leq \theta_\delta \leq 150^{\circ}$

k = 0,2,4 : $\delta^4 - 4,50\delta^3 - 0,34\delta^2 - 0,16\delta - 0,03 = 0$

$\delta_1 = -0,14 \pm 0,02$

$\delta_2 = 4,58$

Les solutions $\delta_3$ et $\delta_4$ ne sont pas réelles.

Spin a = $\frac{3}{2}$

dans ce cas une seule équation est à disposition pour les deux paramètres inconnus $\delta$ et P. En géométrie "colinéaire", les projections des moments cinétiques intrinsèques entrent seules en ligne de compte dans le bilan des composantes z. Il est alors possible d'estimer pour P une valeur raisonnable, si l'on connaît pour les deutons incidents le taux du mélange des états quantiques $^3S_1$ et $^3D_1$. Différents auteurs donnent la probabi-

lité $W_D$ de trouver un deuton dans l'état $^3D_1$ :

L. HULTHEN et al. (20), $W_D = (3 \pm 1)$ %

A. GERSTEN et al. (21), $W_D \approx 5{,}5$ %

J.E. ELIAS et al. (22), $W_D = 6$ % - 7 % .

En prenant la valeur de ELIAS, qui est la plus récente, on estime la valeur pour P à

$$P \approx 5 \text{ \%} ,$$

et le paramètre $\delta$ prend alors les valeurs suivantes:

$30^0 \leq \theta_\delta \leq 90^0$

k = 0,2 : $0{,}24\,\delta^2 - 1{,}41\,\delta + 0{,}60 = 0$

$\delta_1 = 0{,}46 \pm 0{,}03$

$\delta_2 = 5{,}42$

k = 0,2,4,6 : $0{,}22\,\delta^2 - 1{,}40\,\delta + 0{,}58 = 0$

$\delta_1 = 0{,}45 \pm 0{,}03$

$\delta_2 = 5{,}90$

$30^0 \leq \theta_\delta \leq 150^0$

k = 0,2 : $0{,}19\,\delta^2 - 1{,}41\,\delta + 0{,}55 = 0$

$\delta_1 = 0{,}42 \pm 0{,}03$

$\delta_2 = 7{,}0$

L'estimation de l'incertitude sur $\delta$ est esquissée dans l'appendice H. L'erreur indiquée n'est pas un écart-type au sens strict (voir appendice H). Il est important de remarquer que $\delta$ ne dépend que faiblement de P et que, même en supposant l'absence de l'état $^3D_1$ du deuton (P = 0), la valeur de $\delta$ reste toujours plus grande que 0,4.

## 5. DISCUSSION ET CONCLUSIONS

On peut considérer comme certain que l'apparition des coefficients $A_4$ et $B_4$ n'est pas statistiquement significative. Pour cette raison, la levée de l'ambiguité du spin a du premier niveau excité du sodium-21 ne peut se faire directement à partir de la règle de sélection établie au chapitre 2

$$\mathcal{R} \leq k \leq \text{minimum } (L + L', 2a) .$$

Si l'on tient compte des trois points de mesure douteux ($\theta_{\text{c.m.}} = 10^{\circ}$, $20^{\circ}$ et $160^{\circ}$), l'ajustement fait apparaître un terme $A_4$ significatif et la règle de sélection donnerait dans ce cas un spin $a = \frac{5}{2}$. Cependant nous allons montrer que la valeur de P correspondante est négative, ce qui est physiquement impossible. Cela signifie que l'erreur expérimentale sur ces trois points est prohibitive et nous oblige à les rejeter.

Le rapport des taux d'occupation des sous-niveaux $\alpha$ n'ayant de sens physique que pour des valeurs positives, on obtient pour $a = \frac{5}{2}$

$$P = \frac{0{,}6465\ \frac{\delta^2}{1+\delta^2} - A_4}{0{,}9698\ \frac{\delta^2}{1+\delta^2} + A_4} \geq 0 .$$

Dans le cas $a = \frac{3}{2}$ nous avons dû admettre une valeur raisonnable positive. Le paramètre $\delta$ n'aura de sens physique que si sa valeur absolue dépasse une valeur minimale, définie par la condition pour P. On obtient

si $A_4 > 0 \rightarrow |\delta| \geq |\delta|_{min} = \sqrt{\frac{A_4}{0,6465 - A_4}}$

si $A_4 < 0 \rightarrow |\delta| \geq |\delta|_{min} = \sqrt{\frac{|A_4|}{0,9698 - |A_4|}}$

La signification de ces inégalités dépend des erreurs sur $A_4$. On obtient ainsi les intervalles caractéristiques pour chaque $|\delta|_{min}$ donnés dans le tableau suivant:

$10^0 \leq \theta_\delta \leq 160^0$

k = 0,2,4
$A_4$ = 0,12 ± 0,02
$\delta_1$ = -0,15 ± 0,02
$\delta_2$ = 5,7

$0,43 \leq |\delta|_{min} \leq 0,53$

$30^0 \leq \theta_\delta \leq 90^0$

k = 0,2,4
$A_4$ = 0,07 ± 0,05
$\delta_1$ = -0,14 ± 0,02
$\delta_2$ = 4,27

$0,17 \leq |\delta|_{min} \leq 0,48$

$30^0 \leq \theta_\delta \leq 90^0$

k = 0,2,4,6
$A_4$ = 0,04 ± 0,08
$\delta_1$ = -0,12 ± 0,02
$\delta_2$ = 4,0

$0 \leq |\delta|_{min} \leq 0,48$

$30^0 \leq \theta_\delta \leq 150^0$

k = 0,2,4
$A_4$ = 0,05 ± 0,04
$\delta_1$ = -0,14 ± 0,02
$\delta_2$ = 4,6

$0,13 \leq |\delta|_{min} \leq 0,40$

On constate que:

- Trois valeurs $|\delta_1|$ et les quatre valeurs $|\delta_2|$ sont situées à l'intérieur ou au-dessus de l'intervalle indiqué. Toutes ces solutions doivent être considérées provisoirement comme valables.

- La valeur $|\delta_1|$ du domaine angulaire $10^0 \leq \theta_\delta \leq 160^0$ est nettement au-dessous du domaine permis, ce qui implique $P < 0$, donc une solution non valable.

A défaut de la valeur de $A_4$ la discrimination doit se baser sur une autre grandeur liée de façon simple au paramètre $\delta$. C'est le cas de la probabilité de transition $T(\sigma L\Lambda)$ pour les deux types de transitions M1 et E2. A l'aide des valeurs $\delta$ et de la durée de vie $\tau$, mesurée par Bamberger (9), T peut être calculé et ensuite comparé à la valeur prédite par le modèle à particule indépendante de Weisskopf ou Moszkowski.

On considère la transition électromagnétique pure de l'état $(a,\alpha)$ à l'état $(b,\beta)$. L'élément de matrice de l'opérateur $O_{L\Lambda}(\sigma)$ de la transition, où la radiation emporte le moment cinétique $(L,\Lambda)$, a la forme

$$\langle b\beta | O_{L\Lambda}(\sigma) | a\alpha \rangle \quad ,$$

avec $\sigma$ = E (électrique) / M (magnétique) .

La probabilité d'émission d'un photon d'énergie E est donné par (23)

$$T(\sigma L\Lambda) = \frac{8\pi(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} \frac{k^{2L+1}}{\hbar} \left| \langle b\beta | O_{L\Lambda}(\sigma) | a\alpha \rangle \right|^2 ,$$

$(\frac{5}{2} \quad \frac{3}{2})$

où $k = \frac{\omega}{c} = \frac{E_\gamma}{\hbar c}$ .

Si la polarisation des photons n'est pas mesurée, on doit sommer sur les composantes $\Lambda$ et $\beta$. avec $\Lambda = \beta - \alpha$ ,

$$T(\sigma,L) = \sum_{\beta\Lambda} T(\sigma L \Lambda) \ .$$

La probabilité réduite B($\sigma$,L) de la transition est définie à partir de cette expression comme étant

$$B(\sigma,L) = \sum_{\beta\Lambda} |\langle b\beta | \mathcal{O}_{L\Lambda}(\sigma) | a\alpha \rangle|^2$$

ce qui donne finalement

$$T(\sigma,L) = \frac{8\pi(L+1)}{L[(2L+1)!!]^2} \frac{k^{2L+1}}{\hbar} B(\sigma,L) \ .$$

En vue de la définition du paramètre du mélange multipolaire $\delta$, ont utilise le théorème de Wigner-Eckart qui introduit l'élément de matrice réduit de l'opérateur $\mathcal{O}_{L\Lambda}(\sigma)$ en utilisant la relation d'orthogonalité des coefficients de Clebsch-Gordan. On écrira alors

$$B(\sigma,L) \sim |\langle b | \mathcal{O}_L(\sigma) \| a \rangle|^2 \ .$$

Le facteur de proportionnalité est indépendant de (L,$\Lambda$) et ne contient que le spin du noyau initial.

Dans le cas de la présente expérience on a une transition mixte M1,E2 et on pose pour la probabilité mixte

$$T = T(E2) + T(M1) \ .$$

Explicitant les termes purs T($\sigma$,L) on trouve

$$T = T(E2)\left[1 + \frac{100}{3}\left(\frac{\hbar c}{E_\gamma}\right)^2 \frac{B(M1)}{B(E2)}\right]$$

et $$T = T(M1)\left[1 + \frac{3}{100}\left(\frac{E_\gamma}{\hbar c}\right)^2 \frac{B(E2)}{B(M1)}\right] \ .$$

Il s'agit d'estimer T(E2) et T(M1) à partir des relations

$$T = \frac{1}{\tau} \ ,$$

$$\delta^2 = \frac{|\langle b | L'=2 \| a \rangle|^2}{|\langle b | L=1 \| a \rangle|^2} = C^2 \frac{B(E2)}{B(M1)} \ .$$

Il convient de remarquer que le paramètre $\delta$ est défini comme rapport des éléments de matrice réduits de l'Hamiltonien de l'interaction et n'a pas de dimension, alors que le rapport des probabilités réduites fait intervenir les éléments de matrice réduits de l'opérateur électrique quadrupolaire et magnétique dipolaire, respectivement, et a la dimension

$$\left[\frac{B(E2)}{B(M1)}\right] = \left[\frac{\text{quadrupôle électrique}}{\text{dipôle magnétique}}\right]^2 = \text{cm}^2 .$$

La constante $C^2$ s'obtient, par exemple, à partir de la relation 49 de Moszkowski (28) et vaut

$$C^2 = 0{,}9.10^{19}\ \text{cm}^{-2} .$$

On trouve alors la relation entre $T(\sigma L)$, $\delta$ et $\tau$ :

$$\frac{1}{\tau} = T(E2)\left[1 + \frac{100}{3}\left(\frac{\hbar c}{E_\gamma}\right)^2 \frac{C^2}{\delta^2}\right] ,$$

$$\frac{1}{\tau} = T(M1)\left[1 + \frac{3}{100}\left(\frac{E_\gamma}{\hbar c}\right)^2 \frac{\delta^2}{C^2}\right] .$$

Le modèle à particule indépendante fournit pour les probabilités de transition des valeurs de référence, appelées "unités de Weisskopf". Le nomogramme de Wilkinson (24) donne pour

$E_\gamma$ = 330 keV

R = rayon nucléaire = $r_0 A^{1/3}$

$r_0 = 1{,}25.10^{-13}$ cm

les valeurs

$$T_W(M1) = 3{,}14.10^{12}\ s^{-1}$$

$$T_W(E2) = 2{,}2.10^{7}\ s^{-1}\ .$$

Bamberger (9), par une méthode fondée sur le déplacement Doppler du $\gamma$ émis par le noyau final en vol, a mesuré simultanément la durée de vie du premier niveau excité du sodium-21 et du néon-21:

$$\tau = 14 \pm 3 \text{ ps (sodium-21)}\ ,$$

$$\tau = 22 \pm 3 \text{ ps (néon-21)}.$$

Ces mesures permettent de faire des calculs comparatifs entre les deux noyaux miroirs. Tous les résultats de calculs élaborés à partir des expressions précitées et les résultats obtenus par d'autres auteurs sont résumés dans les tableaux ci-dessous.

Discussion:

- Toutes les solutions $\delta_2$ ($> 4$) sont à rejeter parce qu'elles conduisent à une probabilité démesurément élevée ($>3000$ UW) pour la transition électrique quadrupolaire. Ainsi, à part $\delta_1$, le $\delta_2$ du domaine aungulaire $10^{\circ} \leq \theta_\gamma \leq 160^{\circ}$ est également inacceptable, ce qui confirme la non validité des points extrêmes vers l'avant ($\theta_\gamma = 10^{\circ}, 20^{\circ}$) et vers l'arrière ($\theta_\gamma = 160^{\circ}$).

- L'ajustement aux autres points de mesure ne donne pas de différence pour la transition dipolaire magnétique pour les deux possibilités de spins et les deux valeurs sont en accord avec celles trouvées par Bromley.

- Par contre la transition quadrupolaire électrique indique une différence notable entre les deux spins qui favorise nettement $a = \frac{5}{2}$ .

En effet, $(39\ ^{+\ 29}_{-\ 17})$ UW et $(170\ ^{+\ 127}_{-\ 73})\ e^2fm^4$ correspondent encore à l'ordre de grandeur attendu pour les noyaux légers, alors que 425 UW et 1600 $e^2fm^4$ semblent très improbables. Ici également les erreurs indiquées ne sont pas normales, mais marquent simplement les valeurs extrémales de l'argument, compte tenu de l'incertitude sur $\delta$ et $\tau$. Il est intéressant de constater que le modèle à couplage rotationnel, proposé par Malik et Scholz (5), qui tient compte des six bandes de rotation de la couche (2s, 1d), reflète non seulement la situation par rapport au spin mesuré des deux niveaux respectifs, mais également par rapport à l'énergie du niveau excité. Bromley et al. (19) ont calculé sur la base de ce modèle la probabilité de transition quadrupolaire électrique du premier niveau excité au niveau fondamental et donnent (19)

$$B(E2) = 57\ e^2fm^4.$$

Remerciements

Je tiens à remercier le professeur J. Rossel pour l'appui donné à ce travail et pour ses conseils très fructueux, ainsi que les professeurs P. Huguenin et F.B. Malik pour les nombreuses discussions qui ont été d'une utilité primordiale.

Ma gratitude va spécialement à mon collègue R. Corfù qui a collaboré à la mise au point de l'appareillage de l'expérience et aux mesures.

Enfin, je remercie le Dr E. Graf qui a réalisé avec son groupe le dispositif électronique, ainsi que MM. J.L. Duport et J.P. Bourquin pour avoir veillé au bon fonctionnement de l'accélérateur pendant les mesures.

Ce travail a pu être entrepris grâce à l'appui du Fonds national suisse de la recherche scientifique.

Résumé des mesures du premier niveau excité du sodium-21

| | réaction | méthode de mesure | domaine angulaire mesuré | $\delta\left[a = \frac{3}{2} \rightarrow b = \frac{3}{2}\right]$ | $\delta\left[a = \frac{5}{2} \rightarrow b = \frac{3}{2}\right]$ |
|---|---|---|---|---|---|
| C. Van der Leun et al. (27) | $^{20}Ne(p,\gamma)$ | corrélation directionnelle $\gamma$-$\gamma$ | divers | | +0,05 ± 0.05 |
| W. Grüebler, W.R. Gibbs (8) | $^{20}Ne(d,n)$ | corrélation directionnelle n-$\gamma$ | $\theta_n = \frac{\pi}{4}$, $\theta_\gamma = \frac{\pi}{2}$, $0^\circ \leq \phi_\gamma \leq 90^\circ$ | | |
| | | | $\theta_n = 0$, $10 \leq \theta_\gamma \leq 170^\circ$ | | -3,9 ± 1 |
| C. Rolfs et al. (12) | $^{20}Ne(d,n)$ | corrélation directionnelle n-$\gamma$ | $\theta_n = 0$, $30^\circ \leq \theta_\gamma \leq 90^\circ$ | | +0,04 ± 0,04 |
| J.G. Pronko, R.A. Lindgren, D.A. Bromley (19) | $^{24}Mg(p,\alpha\gamma)$ | corrélation directionnelle $\alpha$-$\gamma$ | $\theta_n = 0$, | | |
| | | | $\theta_\gamma = 20^\circ$, $30^\circ$, $45^\circ$, $60^\circ$, $90^\circ$ | +0,49 ± 0,13 | -0,05 ± 0,02 |
| présent travail | $^{20}Ne(d,n)$ | corrélation directionnelle n-$\gamma$ | $\left[\theta_n = \frac{\pi}{4}, \theta_\gamma = \frac{\pi}{2}, 0^\circ \leq \phi_\gamma \leq 180^\circ\right]$ | | |
| | | | $\theta_n = 0^\circ$, $30^\circ \leq \theta_\gamma \leq 150^\circ$ | +0,4 ± 0,03 | -0,12 ± 0,02 |

Comparaison entre les probabilités de transition de Bromley (19) et celles du présent travail

| transition a → b | présent travail: $^{20}Ne(d,n\gamma)^{21}Na$ | | | | Bromley (19): $^{24}Mg(p,\alpha\gamma)^{21}Na$ | | | |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | $\delta$ | $\frac{T(E2)}{T_W(E2)}$ | B(E2) ($e^2fm^4$) | $\frac{T(M1)}{T_W(M1)}$ | $\delta$ | $\frac{T(E2)}{T_W(E2)}$ | B(E2) ($e^2fm^4$) | $\frac{T(M1)}{T_W(M1)}$ |
| $\frac{5}{2} \rightarrow \frac{3}{2}$ | $-0,12 \pm 0,02$ | $39^{+29}_{-17}$ | $170^{+127}_{-73}$ | $2,5.10^{-2} \pm 0,02.10^{-2}$ | $-0,05 \pm 0,02$ | $6 \pm 4$ | $30 \pm 14$ | $4,3.10^{-2} \pm 1.10^{-2}$ |
| | $4,0$ | $> 3000$ | | | | | | |
| Sodium-21 (E* = 330 keV) $\frac{3}{2} \rightarrow \frac{3}{2}$ | $0,4 \pm 0,03$ | $425 \pm 60$ | $1600 \pm 200$ | $2,2.10^{-2} \pm 0,02.10^{-2}$ | $> 0,46$ | $> 400$ | | $< 3,6.10^{-2}$ |
| | $5,5$ | $> 3000$ | | | | | | |

comparaison:

| | | | | |
|---|---|---|---|---|
| Néon-21 *) (E* = 350 keV) $\frac{5}{2} \rightarrow \frac{3}{2}$ | $+0,05$ | 5 | 19 | |

*) J. Pronko (25)

Appendice A:

a) Liste des symboles utilisés:

| | |
|---|---|
| $a, b, \ldots$ | nombre quantique du spin nucléaire |
| $\hat{a}, \ldots$ | $=\sqrt{2a+1}$ , ... |
| $\alpha, \beta, \ldots$ | composante z du spin |
| $L, L'$ | nombre quantique du moment cinétique de la radiation gamma |
| $\Lambda, \Lambda'$ | composante z |
| $\ell$ | nombre quantique du moment cinétique orbital |
| $\lambda$ | composante z |
| $\rho_{k_a \varkappa_a}(aa')$ | tenseur statistique du noyau caractérisé par a, a' |
| $C_{k_L \varkappa_L}(LL')$ | tenseur statistique de la radiation gamma considérée comme onde plane = paramètre de radiation |
| $\mathcal{E}_{k_a \varkappa_a}(aa')$ | tenseur efficacité pour le noyau caractérisé par a, a' |
| $\mathcal{E}_{k_L \varkappa_L}(LL')$ | tenseur efficacité pour la radiation gamma |
| $\langle a\alpha \vert \rho \vert a'\alpha' \rangle$ | élément de la matrice densité du noyau caractérisé par a, a' |
| $\langle L\Lambda \vert \rho \vert L'\Lambda' \rangle$ | élément de la matrice densité relative à la radiation gamma |
| $\langle a\alpha \vert \mathcal{E} \vert a'\alpha' \rangle$ | élément de la matrice efficacité pour le noyau caractérisé par a, a' |

$\rho, \varepsilon$ — matrice densité et efficacité respectivement

$\delta$ — paramètre du mélange multipolaire gamma

$Q_k$ — facteur de correction pour l'étendue finie du détecteur gamma

$\langle a\alpha, b\beta / c\gamma \rangle$ — coefficient de couplage vectoriel (Clebsch-Gordan) des moments cinétiques $\vec{a} + \vec{b} = \vec{c}$

$\langle b / L \| a \rangle$ — élément de matrice réduit pour la transition $\vec{a} = \vec{b} + \vec{L}$

définitions:

tenseur statistique et tenseur efficacité (1,2)

$$\rho_{k_a \varkappa_a}(aa') = \sum_{\alpha\alpha'} (-1)^{a'-\alpha'} \langle a\alpha, a'-\alpha' / k_a \varkappa_a \rangle \langle a\alpha / \rho / a'\alpha' \rangle$$

$$\varepsilon_{k_a \varkappa_a}(aa') = \sum_{\alpha\alpha'} (-1)^{a'-\alpha'} \langle a\alpha, a'-\alpha' / k_a \varkappa_a \rangle \langle a\alpha / \rho / a'\alpha' \rangle$$

théorème:

le tenseur statistique d'un moment cinétique composé $\vec{a} = \vec{b} + \vec{L}$ dans une transition nucléaire est relié aux tenseurs statistiques des moments composants par l'expression (1)

$$\rho_{k_b \varkappa_b}(bb') \rho_{k_L \varkappa_L}(LL') = \sum_{\substack{aa' \\ k_a \varkappa_a}} \rho_{k_a \varkappa_a}(aa') \langle k_b \varkappa_b, k_L \varkappa_L / k_a \varkappa_a \rangle \hat{a}\hat{a}' \hat{k}_b \hat{k}_L \begin{Bmatrix} b & L & a \\ b' & L' & a' \\ k_b & k_L & k_a \end{Bmatrix} \times \langle b / L \| a \rangle \langle b' / L' \| a' \rangle^* .$$

b) Tenseur efficacité pour un détecteur gamma d'étendue finie

De manière générale le tenseur efficacité est proportionnel au tenseur statistique. Dans le cas de la radiation gamma le facteur de proportionnalité vaut 2. Le détecteur des photons, supposé insensible à l'état de polarisation des photons, est placé sur l'axe z d'un système référentiel solidaire du détecteur et vaut

$$\varepsilon_{k_L 0} = 2 C_{k_L 0} \quad .$$

La valeur spéciale zéro de l'indice $\varkappa_L$ est une conséquence de l'insensibilité du détecteur à l'état de polarisation et du choix de la direction de l'axe z qui coïncide avec la direction de propagation de l'onde. Cette formule n'est valable que pour un détecteur ponctuel avec une probabilité de détection unité (détecteur idéal).

Le passage à la situation réelle se fait facilement pour un détecteur cylindrique, dont l'axe est pris comme axe z du référentiel solidaire qui, tout comme précédemment, coïncide avec la direction de propagation de l'onde (incidence faciale). En attribuant à un tel détecteur une probabilité de détection $\varepsilon = \varepsilon[x(\vartheta)]$ , liée directement au coefficient d'absorption $\mu$ d'un milieu pour la radiation gamma et où x représente l'épaisseur du détecteur vue sous l'angle $\vartheta$, le tenseur efficacité prend la forme

$$\varepsilon_{k_L 0}^{(LL')} = 4\pi C_{k_L 0}^{(LL')} J_{k_L} \quad .$$

L'intégrale $J_{k_L}$ est définie par Rose (4) et Ferguson (1) et vaut

$$J_{k_L} = \int_0^{\vartheta_0} \varepsilon[x(\vartheta)] P_{k_L}^0(\cos\vartheta) \sin\vartheta \, d\vartheta \quad ,$$

où $P^{0}_{k_L}(\cos\vartheta)$ est le polynôme de Legendre d'ordre $k_L$ et $\vartheta_D$ l'angle d'ouverture du cône défini par la face du détecteur et l'origine du référentiel solidaire.

Pour passer à la notion de distribution angulaire des photons détectés il suffit de procéder à une rotation du système référentiel solidaire pour amener son axe z en direction d'un axe de quantification "extérieur" qui est, en général, la direction des particules incidentes de la réaction. Le tenseur efficacité se présente alors sous sa forme générale:

$$\varepsilon_{k_L a_L}^{(LL')} = 4\pi\, C_{k_L 0}^{(LL')}\, J_{k_L}\, \frac{\sqrt{4\pi}}{k_L}\, Y_{k_L}^{a_L *}(\theta_\gamma \phi_\gamma) \quad ,$$

où $Y_{k_L}^{a_L}(\theta_\gamma \phi_\gamma)$ est l'harmonique sphérique d'ordre $k_L$. Les intégrales $J_{k_L}$ qui dépendent de la matière du détecteur sont tabulées sous forme de quotient $Q_{k_L}$, défini par

$$Q_{k_L} = \frac{J_{k_L}}{J_0} \quad , \qquad J_0 = J_{k_L = 0} \quad .$$

Le facteur $Q_{k_L}$ représente la correction pour l'étendue finie du détecteur gamma et ne dépend que des dimensions géométriques du détecteur. Les valeurs données par Ferguson pour $k_L$ = 2,4 sont données dans l'appendice F sous forme de graphique.

Appendice B:

Distribution angulaire gamma, compte tenu de l'étendue finie du détecteur (1,2)

La probabilité de détection d'une particule (a,a') ou d'un rayonnement gamma (L,L') s'exprime aisément en utilisant les notions de matrice densité $\rho$ et de matrice efficacité $\varepsilon$ . La première contenant l'information "physique" relative au système ou à l'onde, la seconde l'information "expérimentale" relative à l'appareillage de détection, la probabilité d'observation W se présente comme la trace du produit matriciel $\rho\varepsilon$ :

$$W = tr(\rho\varepsilon) \quad ,$$

qui peut s'écrire au moyen des tenseurs $\rho_{k\varkappa}$, $\varepsilon_{k\varkappa}$

$$W = \sum_{LL'k\varkappa} \rho_{k\varkappa}(LL')\,\varepsilon^{*}_{k\varkappa}(LL') \quad ,$$

si l'on tient compte des relations, données sous appendice A, entre matrices et tenseurs respectifs. Le détection de la radiation de transition gamma de l'état initial a à l'état final b comprend implicitement la détection simultanée du noyau résiduel b, dont il est nécessaire de tenir compte formellement et on écrit

$$W = \sum_{\substack{bb'k_b\varkappa_b \\ LL'k_L\varkappa_L}} \rho_{k_b\varkappa_b}(bb')\,\varepsilon^{*}_{k_b\varkappa_b}(bb')\,\rho_{k_L\varkappa_L}(LL')\,\varepsilon^{*}_{k_L\varkappa_L}(LL') \quad .$$

Le théorème mentionné sous appendice A permet d'introduire le tenseur statistique de l'état initial a et d'obtenir pour W, qui représente formellement la fonction de corrélation (gamma-état b),

$$W = \sum \rho_{k_a \varkappa_a}(aa') \mathcal{E}^*_{k_b \varkappa_b}(bb') \mathcal{E}^*_{k_L \varkappa_L}(LL') \langle k_b \varkappa_b, k_L \varkappa_L / k_a \varkappa_a \rangle$$
$$\times \hat{a}^2 \hat{k}_b \hat{k}_L \begin{Bmatrix} b & L & a \\ b' & L' & a' \\ k_b & k_L & k_a \end{Bmatrix} \langle b / L \| a \rangle \langle b' / L' \| a' \rangle^* ,$$

la somme étant prise pour les indices a a' b b' L L' $\varkappa_a \varkappa_b \varkappa_L k_a k_b k_L$ .

L'inexistence du détecteur du noyau résiduel b signifie que réellement tous ces noyaux participent à la corrélation et que, de ce fait, la matrice efficacité relative est unité, ce qui donne pour le tenseur respectif

$$\mathcal{E}_{k_b \varkappa_b}(bb') = \hat{b}\, \delta_{k_b 0}\, \delta_{\varkappa_b 0}\, \delta_{bb'} .$$

La supposition que l'état final est caractérisé par un nombre quantique b unique est raisonnable et valable également pour l'état initial: a = a', b = b'.

L'expression pour le tenseur efficacité relatif aux photons détectés est donnée sous appendice A. Elle contient le tenseur statistique d'une onde plane (paramètre de radiation $C_{k_L \varkappa_L}$) non polarisée qui se propage en direction de l'axe de quantification z. Devons et Goldfarb (2) et Ferguson (1) en donnent la forme. Il est important de constater que dans les conditions précitées le paramètre de radiation n'est différent de zéro que pour les indices $k_L$ pairs:

$$C_{k_L 0}(LL') = \frac{LL'}{8\pi} (-)^{L'+1} \langle L1, L'-1 / k_L 0 \rangle$$
$$= \begin{cases} \neq 0, & \text{si } k_L \text{ pair} \\ = 0, & \text{si } k_L \text{ impair} \end{cases} .$$

Ainsi le tenseur efficacité d'un détecteur gamma cylindrique à incidence faciale, supposé insensible à l'état de polarisation des photons, devient

$$\mathcal{E}_{k_L \varkappa_L}(LL') = 4\pi J_0 \frac{LL'}{8\pi}(-)^{L'+1} \langle L1, L'-1/k_L 0\rangle Q_{k_L} \frac{\sqrt{4\pi}}{\hat{k}_L} Y^{\varkappa_L *}_{k_L}(\theta_\gamma \phi_\gamma),$$

avec $k_L$ pair.

La fonction W qui, par suite des suppositions faites concernant la détection du noyau résiduel, tient lieu de distribution angulaire des photons, prend maintenant la forme

$$W(\theta_\gamma \phi_\gamma) = \sum \rho_{k_a \varkappa_a}(aa) \hat{b} \delta_{k_b 0} \delta_{\varkappa_b 0} 4\pi J_0 (-)^{L'+1} \frac{LL'}{8\pi}$$

$$\times \langle L1, L'-1/k_L 0\rangle Q_{k_L} \frac{\sqrt{4\pi}}{\hat{k}_L} Y^{\varkappa_L}_{k_L}(\theta_\gamma \phi_\gamma)$$

$$\times \langle k_b \varkappa_b, k_L \varkappa_L / k_a \varkappa_a\rangle \hat{a}^2 \hat{k}_b \hat{k}_L \begin{Bmatrix} b & L & a \\ b & L' & a \\ k_b & k_L & k_a \end{Bmatrix}$$

$$\times \langle b/L \| a\rangle \langle b/L' \| a\rangle^* ,$$

avec $k_L$ pair,
la somme étant prise pour les indices a b L L' $\varkappa_a \varkappa_b \varkappa_L k_a k_b k_L$ .

Sa dépendance angulaire est égale à celle de l'harmonique sphérique.
On obtient une simplification notable en utilisant les relations

$$\langle k_b \varkappa_b, k_L \varkappa_L / k_a \varkappa_a\rangle \longrightarrow \langle 00, k_L \varkappa_L / k_a \varkappa_a\rangle$$

$$= \delta_{k_a k_L} \delta_{\varkappa_a \varkappa_L} ,$$

$$\begin{Bmatrix} b & L & a \\ b & L' & a \\ 0 & k & k \end{Bmatrix} = (-)^{a+b+k+L'} \frac{1}{\hat{b}\,\hat{k}} \begin{Bmatrix} a & L & b \\ L' & a & k \end{Bmatrix} ,$$

$$\langle L1, L'-1/k0 \rangle = \hat{k}\,(-)^{L-L'} \begin{pmatrix} L & L' & k \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix} ,$$

et en introduisant la fonction $F_k(LL'ba)$ bien connue en spectroscopie gamma, tabulée par Frauenfelder et Steffen [6]:

$$W(\theta_\gamma \phi_\gamma) \sim \sum_{LL'k\varkappa} (-)^{L-L'} F_k(LL'ba)\, \hat{k}^{-1}\, \rho_{k\varkappa}(aa)\, Q_k \times Y_k^{\varkappa}(\theta_\gamma \phi_\gamma) \langle b/L/\!/a \rangle \langle b/L'/\!/a \rangle^* ,$$

avec k pair.

Dans cette expression qui ne contient pas les facteurs constants les relations $k_b = 0$, $k_a = k_L = k$, $\varkappa_a = \varkappa_L = \varkappa$ , $\varkappa_b = 0$ ont permis de réduire à 4 le nombre d'indices de sommation.

Appendice C:

*Corrélation directionnelle particule-gamma pour la position "colinéaire" du détecteur des particules:* $\theta_n = 0$

Le *détecteur des neutrons étant placé sur l'axe de quantification* z, défini par la direction de propagation des particules incidentes (deutons), la matrice densité relative à l'état a est alors caractérisée par des propriétés de symétrie élevée et par un nombre restraint de sous-états $\alpha$ occupés. Ces caractéristiques rendent l'analyse des résultats expérimentaux particulièrement simple. Litherland et Ferguson (7) ont appelé ce procédé d'analyse "méthode II".

En effet, l'alignement des directions incidentes et sortantes des particules respectives amène une symétrie axiale de l'état a par rapport à cette direction (axe z):

$$\alpha = 0 ,$$

et de ce fait la matrice densité est diagonale. Comme l'indice k est simultanément pair (appendice B), l'état a est invariant par rapport à la réflexion sur le plan perpendiculaire à l'axe z, indiquant une symétrie entre sous-états positif et négatif:

$$\langle a\alpha | \rho | a'\alpha' \rangle = \langle a -\alpha | \rho | a' -\alpha' \rangle \delta_{\alpha\alpha'} .$$

D'autre part, le nombre quantique $\alpha$ le plus élevé des sous-états peuplés par la réaction est donné par

$$\alpha_{max} = a + s_1 + s_2 ,$$

où a = nombre quantique du spin du noyau cible

$s_1$ = nombre quantique du spin de la particule incidente

$s_2$ = nombre quantique du spin de la particule sortante.

ce qui donne pour la réaction (d,n) sur le néon-20

$$|\alpha| = \frac{3}{2} ,$$

en supposant toujours un détecteur des neutrons ponctuel. La fonction de corrélation directionnelle est donnée par la distribution angulaire des photons (appendice B) en y explicitant la symétrie axiale ($\alpha = 0$) et la matrice densité:

$$W(\theta_n=0,\theta_\gamma) \sim \sum_{\substack{k=0,2,4\ldots \\ L\,L'\,\alpha}} (-)^{L-L'+a-\alpha} F_k(LL'ba) \langle a\alpha, a-\alpha | k0\rangle \langle a\alpha | \rho | a\alpha\rangle$$
$$\times Q_k \langle b \| L \| a\rangle \langle b \| L' \| a\rangle^* P_k^0(\cos\theta_\gamma) .$$

k est lié simultanément au spin a et aux moments cinétiques L,L' des photons. Les conditions triangulaires inhérentes à la fonction $F_k$ donnent la régle de sélection fondamentale

$$k \leq \text{minimum } (L + L',\ 2a) .$$

Pour trouver la forme définitive de la corrélation directionnelle, on ne tient raisonnablement compte que de deux ordres de la multipolarité gamma et on définit comme paramètre de mélange multipolaire la fraction

$$\delta = \frac{\langle b \| L' \| a\rangle}{\langle b \| L \| a\rangle} , \quad L' = L+1 , \quad L = 1 .$$

Compte tenu des propriétés de $F_k$

$$F_{k=0}(LL'ba) = \delta_{LL'}$$

$$F_k(LL'ba) = F_k(L'Lba) ,$$

la fonction de corrélation devient

$$W(\theta_n=0,\theta_\gamma) \sim \sum_{k=0,2,4\ldots} \left[F_k(LLba) - 2\delta F_k(LL'ba) + \delta^2 F_k(L'L'ba)\right] Q_k \left|\langle bIL\,\|a\rangle\right|^2$$

$$\times P_k^{\circ}(\cos\theta_\gamma) \sum_{\alpha} (-)^{a-\alpha} \langle a\alpha, a-\alpha/k0\rangle \langle a\alpha/P/a\alpha\rangle \quad ,$$

et en définissant le coefficient $A'_k$

$$W(\theta_n=0,\theta_\gamma) \sim \sum_{k=0,2,4\ldots} A'_k P_k^{a}(\cos\theta_\gamma) \quad .$$

Tous les facteurs constants et irrélevants sont éliminés par la division par $A'_0$ , ce qui donne finalement

$$W(\theta_n=0,\theta_\gamma) = 1 + \sum_{k=2,4\ldots} A_k P_k^{\circ}(\cos\theta_\gamma) \quad ,$$

$$A_k = \frac{A'_k}{A'_{k=0}} = \frac{1}{1+\delta^2}\left[F_k(LLba) - 2\delta F_k(LL'ba) + \delta^2 F_k(L'L'ba)\right] Q_k$$

$$\times \frac{\sum_{\alpha} (-)^{a-\alpha} \langle a\alpha, a-\alpha/k0\rangle \langle a\alpha/P/a\alpha\rangle}{\sum_{\alpha} (-)^{a-\alpha} \langle a\alpha, a-\alpha/00\rangle \langle a\alpha/P/a\alpha\rangle} \quad ,$$

$k \leq$ minimum (L + L', 2a) .

Appendice D:

Corrélation directionnelle particule-gamma pour position 'hors-axe' du détecteur des particules: $\theta_n = \frac{\pi}{4}$

En sortant le détecteur des neutrons de l'axe de quantification z (direction des particules incidentes), la symétrie axiale, énoncée sous appendice C, s'estompe:

$$\mathfrak{a} \neq 0 .$$

En tenant l'angle $\theta_\gamma$ fixé à la valeur $\frac{\pi}{2}$, on remarque que l'harmonique sphérique n'est différente de zéro que si la somme des indices $(k+|\mathfrak{a}|)$ est paire:

$$Y_k^{\mathfrak{a}}(\theta_\gamma \phi_\gamma) = (-)^{\frac{1}{2}(\mathfrak{a}+|\mathfrak{a}|)} \frac{\hat{k}}{\sqrt{4\pi}} \left[\frac{(k-|\mathfrak{a}|)!}{(k+|\mathfrak{a}|)!}\right]^{1/2} P_k^{|\mathfrak{a}|}(\cos\theta_\gamma)\, e^{i\mathfrak{a}\phi_\gamma},$$

$$P_k^{|\mathfrak{a}|}(\cos\tfrac{\pi}{2}) = \begin{cases} = 0, & \text{si } (-)^{k+|\mathfrak{a}|} = -1 \\ \neq 0, & \text{si } (-)^{k+|\mathfrak{a}|} = +1 \end{cases} .$$

La fonction de corrélation s'obtient à partir de la distribution angulaire gamma, donnée sous appendice B, et n'admet que des valeurs paires pour $\mathfrak{a}$, étant donné le caractère pair de k:

$$W(\theta_n = \tfrac{\pi}{4}, \theta_\gamma = \tfrac{\pi}{2}, \phi_\gamma) \sim$$

$$\sum_{\substack{\mathfrak{a}=0,2,4\ldots \\ k L L'}} (-)^{L-L'} F_k(LL'ba) \langle b\|L\|a\rangle \langle b\|L'\|a\rangle^* Q_k \rho_{k\mathfrak{a}}(aa) \left[\frac{(k-|\mathfrak{a}|)!}{(k+|\mathfrak{a}|)!}\right]^{1/2} P_k^{|\mathfrak{a}|}(0)\, e^{i\mathfrak{a}\phi_\gamma},$$

avec k pair, $\mathfrak{a}$ pair.

En utilisant le caractère hermitien de $\rho_{k\mathfrak{a}}(aa)$ et en groupant les termes en $\alpha < 0$ et $\alpha > 0$ on obtient

$$W(\theta_n=\frac{\pi}{4},\theta_\gamma=\frac{\pi}{2},\phi_\gamma) \sim$$

$$\sum_{\substack{\text{æ}=0,2,4\ldots \\ kLL'}} (-)^{L-L'} F_k(LL'ba)\langle b\|L'\|a\rangle\langle b\|L\|a\rangle^* Q_k \left[\frac{(k-|\text{æ}|)!}{(k+|\text{æ}|)!}\right]^{1/2} P_k^{|\text{æ}|}(0)\cdot \mathrm{Re}\left[\rho_{k\text{æ}}(aa)\, e^{i\text{æ}\phi_\gamma}\right],$$

avec k pair, æ pair.

Pour donner W sous forme d'une série en $\cos \text{æ}\phi_\gamma$, utilisée par Grüebler et Gibbs (8), il faut admettre que $\rho_{k\text{æ}}(aa)$ est réel, ce qui correspond à un mécanisme de réaction directe:

$$W(\theta_n=\frac{\pi}{4},\theta_\gamma=\frac{\pi}{2},\phi_\gamma) \sim$$

$$\sum_{\text{æ}=0,2,4\ldots}\left[\sum_{kLL'}(-)^{L-L'} F_k(LL'ba)\langle b\|L\|a\rangle\langle b\|L'\|a\rangle^* Q_k\, \rho_{k\text{æ}}(aa)\left[\frac{(k-|\text{æ}|)!}{(k+|\text{æ}|)!}\right]^{1/2} P_k^{|\text{æ}|}(0)\right]\cos \text{æ}\phi_\gamma ,$$

avec k pair, æ pair,

ou encore

$$W(\theta_n,\theta_\gamma,\phi_\gamma) \sim \sum_{\text{æ}=0,2,4\ldots} B'_{\text{æ}} \cos \text{æ}\phi_\gamma .$$

En introduisant le paramètre du mélange multipolaire gamma

$$\delta = \frac{\langle b\|L'\|a\rangle}{\langle b\|L\|a\rangle} , \qquad L' = L+1 , \quad L = 1 ,$$

et en divisant par $B'_0$ on obtient finalement

$$W(\theta_n=\frac{\pi}{4},\theta_\gamma=\frac{\pi}{2},\phi_\gamma) = 1 + \sum_{\text{æ}=2,4\ldots} B_{\text{æ}} \cos \text{æ}\phi_\gamma ,$$

$$B_{\text{æ}} = \frac{B'_{\text{æ}}}{B'_{\text{æ}=0}} = \frac{\sum_k \left[F_k(LLba) - 2\delta F_k(LL'ba) + \delta^2 F_k(L'L'ba)\right]\rho_{k\text{æ}}(aa) Q_k \left[\frac{(k-|\text{æ}|)!}{(k+|\text{æ}|)!}\right]^{1/2} P_k^{|\text{æ}|}(0)}{\sum_k \left[F_k(LLba) - 2\delta F_k(LL'ba) + \delta^2 F_k(L'L'ba)\right]\rho_{k0}(aa) Q_k\, P_k^0(0)} ,$$

avec k pair, æ pair.

De manière analogue à la disposition "colinéaire" décrite sous appendice C, la règle de sélection s'exprime ici par

$$\mathcal{R} \leq k \leq \text{minimum } (L + L' , 2a) .$$

Appendice E:

Table des valeurs numériques utilisées pour les coefficients de couplage et pour la fonction $F_k(LL'ba)$

---

- coefficient de couplage: $\langle a\alpha, a-\alpha / k0 \rangle$

- fonction $F_k$: $F_k(LL'ba) = (-)^{a+b-1} \hat{a}\hat{L}\hat{L'}\hat{k} \begin{pmatrix} L & L' & k \\ 1 & -1 & 0 \end{pmatrix} \begin{Bmatrix} L & L' & k \\ a & a & b \end{Bmatrix}$

$F_2(11\frac{3}{2}\frac{3}{2}) = -0,4$ $\quad F_2(12\frac{3}{2}\frac{3}{2}) = -0,7746$ $\quad F_2(22\frac{3}{2}\frac{3}{2}) = 0$

$F_2(11\frac{3}{2}\frac{5}{2}) = 0,3742$ $\quad F_2(12\frac{3}{2}\frac{5}{2}) = -0,9487$ $\quad F_2(22\frac{3}{2}\frac{5}{2}) = -0,1909$

$F_4(22\frac{3}{2}\frac{5}{2}) = 0,7054$

$F_4(11\frac{3}{2}\frac{3}{2}) = F_4(11\frac{3}{2}\frac{5}{2}) = F_4(12\frac{3}{2}\frac{3}{2}) = F_4(12\frac{3}{2}\frac{5}{2}) = F_4(22\frac{3}{2}\frac{3}{2}) = 0$

$\langle \frac{5}{2}\frac{1}{2}, \frac{5}{2}-\frac{1}{2} / 00 \rangle = 0,4083$

$\langle \frac{5}{2}\frac{3}{2}, \frac{5}{2}-\frac{3}{2} / 00 \rangle = -0,4083$

$\langle \frac{5}{2}\frac{1}{2}, \frac{5}{2}-\frac{1}{2} / 20 \rangle = -0,4364$

$\langle \frac{5}{2}\frac{3}{2}, \frac{5}{2}-\frac{3}{2} / 20 \rangle = 0,1091$

$\langle \frac{5}{2}\frac{1}{2}, \frac{5}{2}-\frac{1}{2} / 40 \rangle = 0,3780$

$\langle \frac{5}{2}\frac{3}{2}, \frac{5}{2}-\frac{3}{2} / 40 \rangle = 0,5670$

$$\frac{\langle \frac{5}{2}\frac{1}{2}, \frac{5}{2}-\frac{1}{2} / 20 \rangle}{\langle \frac{5}{2}\frac{1}{2}, \frac{5}{2}-\frac{1}{2} / 00 \rangle} = -1,0688$$

$$\frac{\langle \frac{5}{2}\frac{3}{2}, \frac{5}{2}-\frac{3}{2} / 20 \rangle}{\langle \frac{5}{2}\frac{1}{2}, \frac{5}{2}-\frac{1}{2} / 20 \rangle} = -0,25$$

$$\frac{\langle \frac{5}{2}\frac{3}{2}, \frac{5}{2}-\frac{3}{2} / 00 \rangle}{\langle \frac{5}{2}\frac{1}{2}, \frac{5}{2}-\frac{1}{2} / 00 \rangle} = -1,0$$

$$\frac{\langle \frac{5}{2}\frac{3}{2}, \frac{5}{2}-\frac{3}{2} / 40 \rangle}{\langle \frac{5}{2}\frac{1}{2}, \frac{5}{2}-\frac{1}{2} / 40 \rangle} = 1,5$$

$$\frac{\langle \frac{5}{2}\frac{1}{2}, \frac{5}{2}-\frac{1}{2} / 40 \rangle}{\langle \frac{5}{2}\frac{1}{2}, \frac{5}{2}-\frac{1}{2} / 00 \rangle} = 0,9258$$

$\langle \frac{3}{2}\frac{1}{2}, \frac{3}{2}-\frac{1}{2} / 20 \rangle = 0,5$

$\langle \frac{3}{2}\frac{3}{2}, \frac{3}{2}-\frac{3}{2} / 20 \rangle = 0,5$

$\langle \frac{3}{2}\frac{1}{2}, \frac{3}{2}-\frac{1}{2} / 00 \rangle = -0,5$

$\langle \frac{3}{2}\frac{3}{2}, \frac{3}{2}-\frac{3}{2} / 00 \rangle = 0,5$

$$\frac{\langle \frac{3}{2}\frac{1}{2}, \frac{3}{2}-\frac{1}{2} / 20 \rangle}{\langle \frac{3}{2}\frac{1}{2}, \frac{3}{2}-\frac{1}{2} / 00 \rangle} = -1,0$$

$$\frac{\langle \frac{3}{2}\frac{3}{2}, \frac{3}{2}-\frac{3}{2} / 20 \rangle}{\langle \frac{3}{2}\frac{1}{2}, \frac{3}{2}-\frac{1}{2} / 20 \rangle} = 1,0$$

$$\frac{\langle \frac{3}{2}\frac{3}{2}, \frac{3}{2}-\frac{3}{2} / 00 \rangle}{\langle \frac{3}{2}\frac{1}{2}, \frac{3}{2}-\frac{1}{2} / 00 \rangle} = -1,0$$

Appendice F:

## Dimensions équivalentes et facteur de correction $Q_k$ du détecteur gamma

Ferguson (1) donne dans la table VII les valeurs numériques du facteur de correction

$$Q_k = \frac{J_k}{J_o}$$

pour l'étendue finie du détecteur gamma. Le détecteur y est pris comme cylindre irradié de face et décrit par

son rayon r
son hauteur h
son coefficient d'absorption $\mu(E_\gamma)$
sa distance faciale de la source gamma d.

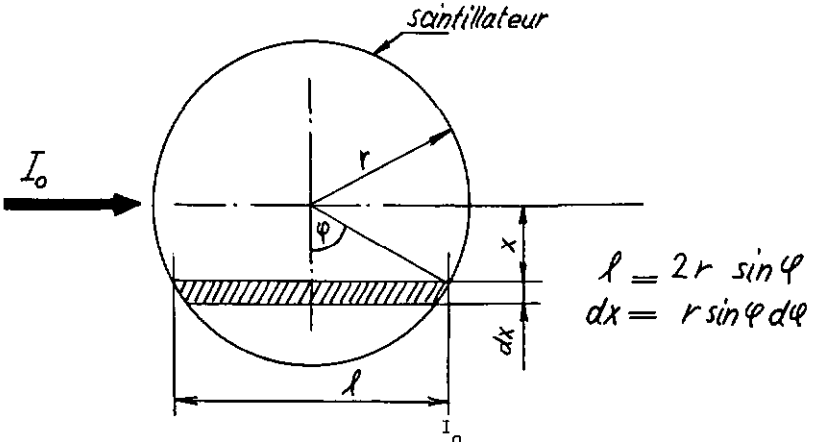
Les valeurs $Q_k$ sont tabulées en fonction des trois paramètres

$$\frac{h}{r} \quad , \quad \log \mu r \quad , \quad \frac{d^2}{d^2+r^2} \, .$$

Les mesures ont été effectuées avec un scintillateur cylindrique, irradié latéralement, et possédant les dimensions suivant:

$$\text{rayon } r = 1"$$
$$\text{hauteur } h = 2" = 2r \, .$$

Pour se rendre compte de l'importance du facteur $Q_k$, il est nécessaire de calculer les dimensions équivalentes d'un cylindre de même efficacité, mais irradié de face. En égalant, dans un premier pas, les deux efficacités $\varepsilon_\parallel$ et $\varepsilon_\perp$ on obtient la nouvelle hauteur $\bar{h}$ et on calcule, dans un second pas, le nouveau rayon $\bar{r}$ :




- intensité incidente par tranche dx : $\frac{I_o}{2r}\,dx$

- nombre de réactions dans le scintillateur:

$$I_R = \frac{I_o}{2r}\int_{-r}^{r}\left(1 - e^{-\mu \ell(x)}\right) dx$$

- efficacité du scintillateur:

$$\varepsilon_\perp = \frac{I_R}{I_o} = \int_0^{\pi/2}\left(1 - e^{-2\mu r \sin\varphi}\right)\sin\varphi \, d\varphi$$

- efficacité du scintillateur équivalent (définition de $\bar{h}$):

$$\varepsilon_\parallel = 1 - e^{-\mu \bar{h}}$$

d'où $\bar{h} = \frac{1}{\mu} \ln \frac{1}{1-\varepsilon_\parallel}$

- hauteur $\bar{h}$ du scintillateur équivalent:

on pose $\varepsilon_\perp = \varepsilon_\parallel$

d'où $\bar{h} = \frac{1}{\mu} \ln \frac{1}{1-\varepsilon_\perp}$

- rayon $\bar{r}$ du scintillateur équivalent:

$$\bar{r}^2 \pi = 4r^2$$

d'où $$\bar{r} = \frac{2r}{\sqrt{\pi}}$$

- calcul numérique:

$E_\delta$ = 330 keV

$\mu$ (330 keV) = 0,5 $cm^{-1}$

r = 1"

h = 2" = 2r

$\varepsilon_\perp$ (330 keV) = 0,82 (J.Bauer, travail de diplôme)

d'où $\bar{h}$ = 3,4 cm

$\bar{r}$ = 2,8 cm

- calcul des paramètres de la table:

$$\frac{\bar{h}}{\bar{r}} = 1{,}22 \quad , \quad \log \mu\bar{r} = 0{,}1461 \quad , \quad \frac{d^2}{d^2+\bar{r}^2} = 0{,}9969 \ ,$$

où d est la distance faciale de la source gamma et vaut d = 50 cm .

Le graphique donne les valeurs $\frac{\bar{h}}{\bar{r}} = 1{,}5$ et $\log \mu\bar{r} = 0{,}2$ suffisamment voisines de celles de l'expérience pour rendre une interpolation superflue. Les facteurs de correction appliqués aux mesures valent:

$Q_2$ = 0,996 ,

$Q_4$ = 0,990 . (fig. F1)

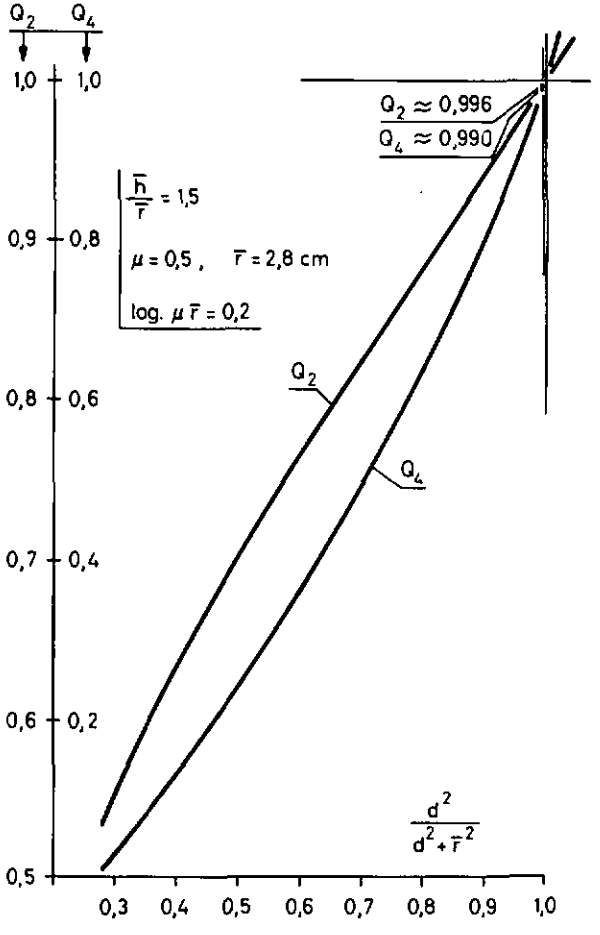
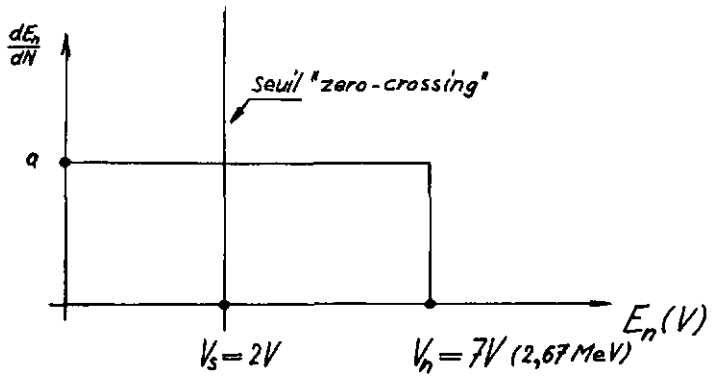



Fig. F1: Facteurs de correction donnés par Ferguson (1)

Appendice G:

Estimation de la stabilité du rendement $\eta_n$ du détecteur des neutrons




En approximant le spectre des protons de recul dans le scintillateur plastique par le rectangle ci-dessus, on définit comme rendement $\eta_n$ du détecteur neutronique le rapport suivant:

$$\eta_n = \frac{S_o - S}{S_o} \varepsilon_n$$

où $\varepsilon_n$ = efficacité globale du scintillateur plastique pour l'énergie des neutrons $E_n$ = 2,67 MeV

$S_o$ = surface totale du spectre des protons de recul

$S$ = portion coupée par le seuil

$V_s$ = tension du seuil (en volts)

$V_n$ = énergie limite du spectre (en volts) à la sortie de l'anode

En prenant $S_o = a\ V_n$ et

$S = a\ V_s$

on obtient

$$\eta_n = \varepsilon_n \left( 1 - \frac{V_s}{V_n} \right) \quad .$$

Cette grandeur varie avec $V_s$ et $V_n$. La variation peut être maximisée en tenant la hauteur a du rectangle constante, et on écrit

$$(\Delta \eta_n)^2 < \varepsilon_n^2 \left(\frac{V_s}{V_n}\right)^2 \left[ \left(\frac{\Delta V_s}{V_s}\right)^2 + \left(\frac{\Delta V_n}{V_n}\right)^2 \right] \quad .$$

La variation du seuil a été mesurée expérimentalement et vaut

$$\frac{\Delta V_s}{V_s} \leq 3{,}5 \text{ }^{o}/_{oo}.$$

D'autre part, les bandes enregistrées pendant les mesures à la sortie du"ratemeter" indiquent que le potentiomètre de l'alimentation en haute tension du phototube a été actionné de ± 2 divisions, afin de tenir constant le gain du phototube. On en déduit à partir de la courbe d'étalonnage que

$$\frac{\Delta V_n}{V_n} \leq 2{,}4 \text{ }^{o}/_{oo}$$

calcul numérique:

avec $\varepsilon_n(E_n = 2{,}67\ \text{MeV}) = 30\%$

et $\frac{V_s}{V_n} = \frac{2V}{7V} = 0{,}29$

on obtient

$$\eta_n \approx 22\%$$

$$\Delta\eta_n < 0{,}04\%$$

$$\frac{\Delta\eta_n}{\eta_n} \leqslant 1\ ^{0}/_{00}$$

Appendice H:

Estimation de l'incertitude sur $\delta$

premier cas: spin $a = \frac{5}{2}$

On considère la forme générale du polynôme en $\delta^4$, qui découle des expressions données dans l'appendice C, et pour lequel $\delta_1$ représente une solution:

$$f_1(\delta) = 0 = 0{,}14\,\delta_1^4 - 1{,}40\,\delta_1^3 - 0{,}27\,\delta_1^2 - A_2(\delta_1^4 + \delta_1^2) + A_4(0{,}09\,\delta_1^4 - 0{,}93\,\delta_1^3 - 0{,}09\,\delta_1^2 - 0{,}93\delta_1 - 0{,}18)$$

avec $A_k = \frac{A'_k}{A'_0}$.

Le programme "FIONA" qui ajuste la série en $P_k(\cos\theta_\gamma)$ aux points mesurés, calcule à part les coefficients $A'_k$ non normés également leur variance $\sigma'^2_k$ et leur covariance $\sigma'^2_{kk'}$. La formule de la propagation des erreurs donne pour la variance de la fonction f à l'endroit $\delta_1$:

$$\sigma_f^2(\delta_1) = \sum_{k=0,2} \left(\frac{\partial f}{\partial A'_k}\right)^2 \sigma'^2_k + 2\sum_{k,k'} \frac{\partial f}{\partial A'_k}\frac{\partial f}{\partial A'_{k'}}\,\sigma'^2_{kk'}$$

où le second terme tient compte des covariances.

Exemple numérique:

$30^0 \leqslant \theta \leqslant 150^0$, $\quad k = 0,2,4$

| | | | |
|---|---|---|---|
| $A'_0 = 970$ | $\sigma_0^2 = 74$ | $\sigma_{02}^2 = 79$ |
| $A'_2 = -165$ | $\sigma_2^2 = 671$ | $\sigma_{04}^2 = 121$ |
| $A'_4 = 47$ | $\sigma_4^2 = 1226$ | $\sigma_{24}^2 = 549$ |

$$\delta_1 = -0{,}14$$

avec ces valeurs on obtient pour la fonction f

$$f_1(\delta_1) = a_0(\delta_1) + a_2(\delta_1)\frac{A_2'}{A_0'} + a_4(\delta_1)\frac{A_4'}{A_0'}$$

$$a_0(\delta_1) = -0{,}001$$

$$a_2(\delta_1) = -0{,}02$$

$$a_4(\delta_1) = -0{,}05$$

et finalement pour sa variance

$$\sigma_f^2(\delta_1 = -0{,}14) = 4{,}4 \cdot 10^{-6}$$

$$\sigma_f = \pm 0{,}002$$

Le polynôme initial permet d'obtenir pour $\delta$ deux valeurs limites qui encadrent la valeur moyenne $\delta_1$, l'une correspondant à $f(\delta) = +\sigma_f$, l'autre à $f(\delta) = -\sigma_f$.
Dans le cas considéré on obtient ainsi

$$\delta_{max} = -0{,}125$$

$$\delta_{min} = -0{,}158 \quad ,$$

ce qui donne environ

$$\delta_1 = -0{,}14 \pm 0{,}02 = -0{,}14 \pm 15\ \% \ .$$

<u>deuxième cas</u>: spin $\theta = \frac{3}{2}$

La méthode de calcul est la même que celle utilisée ci-dessus, en étant toutefois considérablement simplifiée par la disperition de $A_4'$. Pour le cas déjà considéré on obtient ainsi

$$\delta_1 = -0{,}42 \pm 0{,}03 = -0{,}42 \pm 7\ \% \ .$$

# B I B L I O G R A P H I E


1) A.J. Ferguson: Angular Correlation Methods in Gamma-Ray Spectroscopy
(North-Holland Publishing Comp., 1965)

2) S. Devons, L.J.B. Goldfarb: Angular Correlations
(Encyclopedia of Physics, ed. S. Flügge, vol. XLII, Springer 1957)

3) F. Coester, J.M. Jauch: HPA 26, 1953, 3

4) M.E. Rose: PR 91, 1953, 610

5) F.B. Malik, W. Scholz: Role of Rotation Particle Coupling
(Nuclear Structure, ed. A. Hossain et al., North-Holland Publishing Comp., 1967)

6) H. Frauenfelder, R.M. Steffen: Angular Correlations
(Alpha-,Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy, vol. 2, ed. K. Siegbahn, North-Holland Publishing Comp., 1965)

7) A.E. Litherland, A.J. Ferguson: Can. J. Phys. 39, 1961, 788

8) W. Grüebler, W.R. Gibbs: NP 62, 1965, 548

9) A. Bamberger, K.P. Lieb, B. Povh, D. Schwalm: NP A111, 1968, 12

10) W. Grüebler, J. Rossel: HPA 34, 1961, 718

11) R. Bloch, T. Knellwolf, R.E. Pixley: NP A 123, 1969, 129

12) C. Rolfs, W. Trost, E. Kuhlmann, R. Krämer, F. Riess; NP A 129, 1969, 231

13) O.W. Braben, L.L. Green, J.C. Willmott: NP 32, 1962, 584

14) B.D. Sowerby, D.M. Sheppard, W.C. Olsen: NP A 121, 1968, 181

15) E. Poletti: PR 2, 1970, 964

16) C.P. Swann: NP A 167, 1971, 201

17) S. Mubarakmand, B.E.F. Macefield: NP A 98, 1967, 97

18) M. Lambert, G. Dumazet, H. Beaumevieille, A. Tellez, C. Meynadier, P. Midy: NP A 112, 1968, 161

19) J.G. Pronko, R.A. Lindgren, O.A. Bromley: NP A 140, 1970, 465

20) L. Hulthen, M. Sugawara: The Two - Nucleon Problem
(Encyclopedia pf Physics, ed. S. Flügge, vol. XXXIX, Springer, 1957)

21) A. Gersten: PR 176, 1968, 1199

22) J.E. Elias, J.I. Friedman, G.C. Hartmann, H.W. Kendall, P.N. Kirk, M.R. Sogard, L.P. van Speybroeck: PR 177, 1969, 2075

23) M.A. Preston: Physics of the Nucleus. (Addison-Wesley Publishing Comp., London, 1963)

24) D.H. Wilkinson: Analysis of Gamma Decay Data
(Nuclear Spectroscopy, ed. Ajzenberg - Selove, Academic Press, 1960)

25) J.G. Pronko, C. Rolfs, H.J. Maier: PR 186, 1969, 1174

26) M.B. Burbank, G.G. Frank, N.E. Davison, G.C. Neilson, S.S.M. Wang, W.J. McDonald: NP A 119, 1968, 184

27) C. van der Leun, L. Monton: Physica XXX a, 1964, 333

28) S.A. Moszkowski: Theory of Multipole Radiation. (voir 6) )

CURRICULUM VITAE

Hofmann, Roland

né le 1er juillet 1933 à Zurich

originaire de Gachnang / TG

| | |
|---|---|
| 1940 - 46 : | école primaire à Zurich |
| 1946 - 49 : | école secondaire à Zurich |
| 1950 - 54 : | apprentissage de monteur électricien de courant faible chez "Standard Telephon und Radio AG" à Zurich |
| 1954 - 56 : | Institut Minerva à Zurich<br>maturité fédérale, type B |
| 1956 - 61 : | études de physique à l'Ecole polytechnique fédérale de Zurich<br>diplôme de physicien |
| dès 1961 : | Institut de physique de l'Université de Neuchâtel<br>assistant du professeur J. Rossel |
| dès 1962 : | chef de travaux |
| dès 1971 : | chargé de cours en microtechnique à la Faculté des sciences de l'Université de Neuchâtel |