

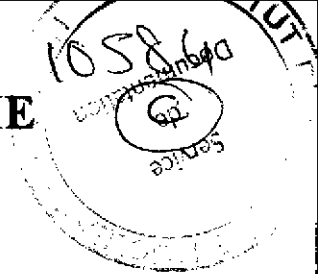
1994

« Physique nucléaire instrumentale : des éléments pour un bon choix »
Maubuisson, 13^{ème} session, 12-17 septembre 1994

Table des matières détaillée

Avant-propos Y. Abgrall	p. i
I - Des processus de base aux détecteurs : scintillateurs et semi-conducteurs C. Bourgeois	p. 1
II - Compteurs gazeux : des processus de base aux détecteurs J.-M. Brom	p. 59
III - Comment détecter les neutrons ? Y. El Masri, Th. Keutgen, I. Tilquin	p. 103
IV - Spectromètres magnétiques et électriques comme détecteurs de haute résolution et comme filtres sélectifs W. Mittig	p. 147
V - Les bolomètres pour la détection de particules D. L'Hôte	p. 199
VI - Cibles polarisées et mesures de polarisation J.-P. Didelez	p. 225
VII - Analyse multidimensionnelle : des données brutes à la physique P. Désesquelles	p. 269
VIII - Analyse multidimensionnelle : application à la physique des noyaux en rotation rapide F. Hannachi	p. 313
IX - Réflexions sur un détecteur 4 pi pour ELFE G. Fournier	p. 335
X - Simulation des expériences de physique des particules : le logiciel GEANT3 M. Maire	p. 349
XI - Physique nucléaire et biologie L. Valentin	p. 373
Séminaires Jeunes	p. 379
Liste des participants	p. 385

ECOLE INTERNATIONALE JOLIOT-CURIE
DE PHYSIQUE NUCLEAIRE



Maubuisson, France

13^{ème} session, 12-17 Septembre 1994

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

en collaboration avec

La Direction des Sciences de la Matière du CEA

et le Fonds National de la Recherche Scientifique de Belgique

PHYSIQUE NUCLEAIRE INSTRUMENTALE :

Des éléments pour un bon choix

Ch. BOURGEOIS
J.-M. BROM
Y. EL MASRI
W. MITTIG
D. L'HÔTE
J.-P. DIDELEZ
P. DESESQUELLES
F. HANNACHI
G. FOURNIER
M. MAIRE
L. VALENTIN

CONSEIL SCIENTIFIQUE

Bordeaux CEN	: J.-P. DUFOUR
Bordeaux LPT	: Y. ABGRALL
Caen GANIL	: P. CHOMAZ, E. PLAGNOL
Caen LPC	: C. LE BRUN
Clermont LPC	: H. FONVIEILLE
Grenoble ISN	: S. KOX, B. SILVESTRE-BRAC
Lyon IPN	: J.-Y. GROSSIORD, J. MEYER
Nantes LPN	: F. SEBILLE
Orsay CSNSM	: P. AGUER
Orsay IPN	: R. FRASCARIA, J.-F. MATHIOT, E. PLAGNOL
Saclay SPhN	: N. ALAMANOS, J. GOSSET, D. GOUTTE
Saclay SPhT	: J.-P. BLAIZOT, P. BONCHE
Strasbourg CRN	: G. DUCHENE, C. MIEHE
Toulouse LPQ	: E. SURAUD
Bruxelles UL	: P.-H. HEENEN, C. LECLERCQ-WILLAIN
Liège U	: J. CUGNON
Louvain UC	: Y. EL MASRI
Mons U	: F. MICHEL

COMITE D' ORGANISATION

Y. ABGRALL, P. AGUER, N. ALAMANOS, G. DUCHENE,
R. FRASCARIA, D. GOUTTE, S. KOX, P. LELEUX

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

1982 : COLLISIONS NUCLEAIRES AUX ENERGIES VOISINES DE L'ENERGIE DE FERMI

H. Flocard, J. Hüfner, J. Richert, B. Tamain, R. Babinet, J. Cugnon, D. Guerreau, C. Guet, J. Menet, H. Pirner

1983 : STRUCTURE NUCLEAIRE AUX FRONTIERES DE LA STABILITE

J.-P. Blaizot, M. Epherre, C. Mahaux, M. Meyer, H. Sergolle, Z. Szymanski, S. Della Negra, J. Delorme, S. Gales, D. Gogny, B. Haas, J.-P. Vivien.

1984 : MESONS, BARYONS, QUARKS ET PHYSIQUE NUCLEAIRE

B. Desplanques, B. Frois, U. Gastaldi, E. Pedrazzi, G. Ripka, J. Arvieux, J.-J. Aubert, M. Ericson, G. London, B. Vignon.

1985 : LA MATIERE NUCLEAIRE DANS TOUS SES ETATS

P. Bonche, J. Cugnon, R. Babinet, J.-F. Mathiot, L. Van Hove, M. Buenerd, J. Galin, M.-C. Lemaire, J. Meyer.

1986 : SYMETRIES ET PHYSIQUE NUCLEAIRE

P. Depommier, S. Gales, Nguyen Van Giai, P. Guichon, P. Schuck, D. Goutte, M. Vergnes, M. Avenier, P. Hubert, G. Girardi, B. Loiseau.

1987 : AU-DELA DU CHAMP MOYEN

K. Dietrich, G.-J. Wagner, C. Grégoire, X. Campi, B. Silvestre-Brac, S. Platchkov, B. Mayer, Y. Abgrall, O. Bohigas, P. Grangé, C. Signarbieux.

1988 : A/ INSTRUMENTATION EN PHYSIQUE NUCLEAIRE ET PHYSIQUE DES PARTICULES

F. Sauli, V. Comparat, M. Suffert, J. Séguinot, P. Farhouat, R. Wigmans, B. Equer, D. L'Hôte, L. Fayard, H. Videau, J.-M. Durand, A. Boudart, H. Fanet, F. Bourgeois, D. Perret-Gallix, L. Gonzalez-Mestres

B/ A LA RECHERCHE DU PLASMA DE QUARKS ET DE GLUONS : LES COLLISIONS D'IONS LOURDS ULTRARELATIVISTES - ANALYSE MULTIDIMENSIONNELLE

J.-P. Blaizot, J.-N. Capdevielle, A. Capella, J. Gosset, G. Lандаud, P. Lutz, A. Morel, B. Pire, D. Vautherin.

1989 : NUCLEONS DANS LE NOYAU, MAIS ENCORE...

P. Grangé, J.-F. Mathiot, M. Ericson, H.-J. Pirner, M. Roy-Stephan, J. Delorme, R. Frascaria, S. Gales, A. Magnon, M. Arnould.

1990 : LA PHYSIQUE NUCLEAIRE DU LABORATOIRE AUX ETOILES

N. Prantzos, M. Arnould, E. Schatzman, J.-P. Thibaud, P. Descouvemont, J.-P. Dufour, P. Quentin, E. Suraud, R. Schaeffer.

1991 : LES NOYAUX EN PLEINES FORMES

Z. Szymanski, P.-H. Heenen, J.-F. Berger, K. Heyde, B. Haas, R. Janssens, D. Paya, D. Gogny, G. Huber, S. Bjørnholm, M. Brack.

1992 : MATIERE HADRONIQUE OU... AUJOURD'HUI ET DEMAIN AVEC LES ELECTRONS

V. Breton, H. Fonvieille, B. Frois, R. Van de Vyver, G. Smadja, J. Martino, J.-P. Blaizot, J.-F. Mathiot, P. Vernin, X. Artru, J. Remillieux

1993 : LES NOYAUX EN 1993 : *une nouvelle façon d'exister*

J. Meyer, G. Sletten, S. Gales, A. Mueller, D. Vautherin, J.-P. Dufour, P. Armbruster, B. Tamain, P. Leleux, M. Belakhovsky.

Ces cours peuvent être consultés dans les bibliothèques des laboratoires de l'IN2P3, du CEA, de l'UL Bruxelles et au CERN. Les cours 1989, 1990, 1992, 1993 peuvent être obtenus sur demande auprès de :

Josette GARRABOS

CEN Bordeaux

BP 120

33175 GRADIGNAN Cedex - FRANCE

Les cours de la session 1988 (a) sont en vente aux Editions de Physique, Paris.

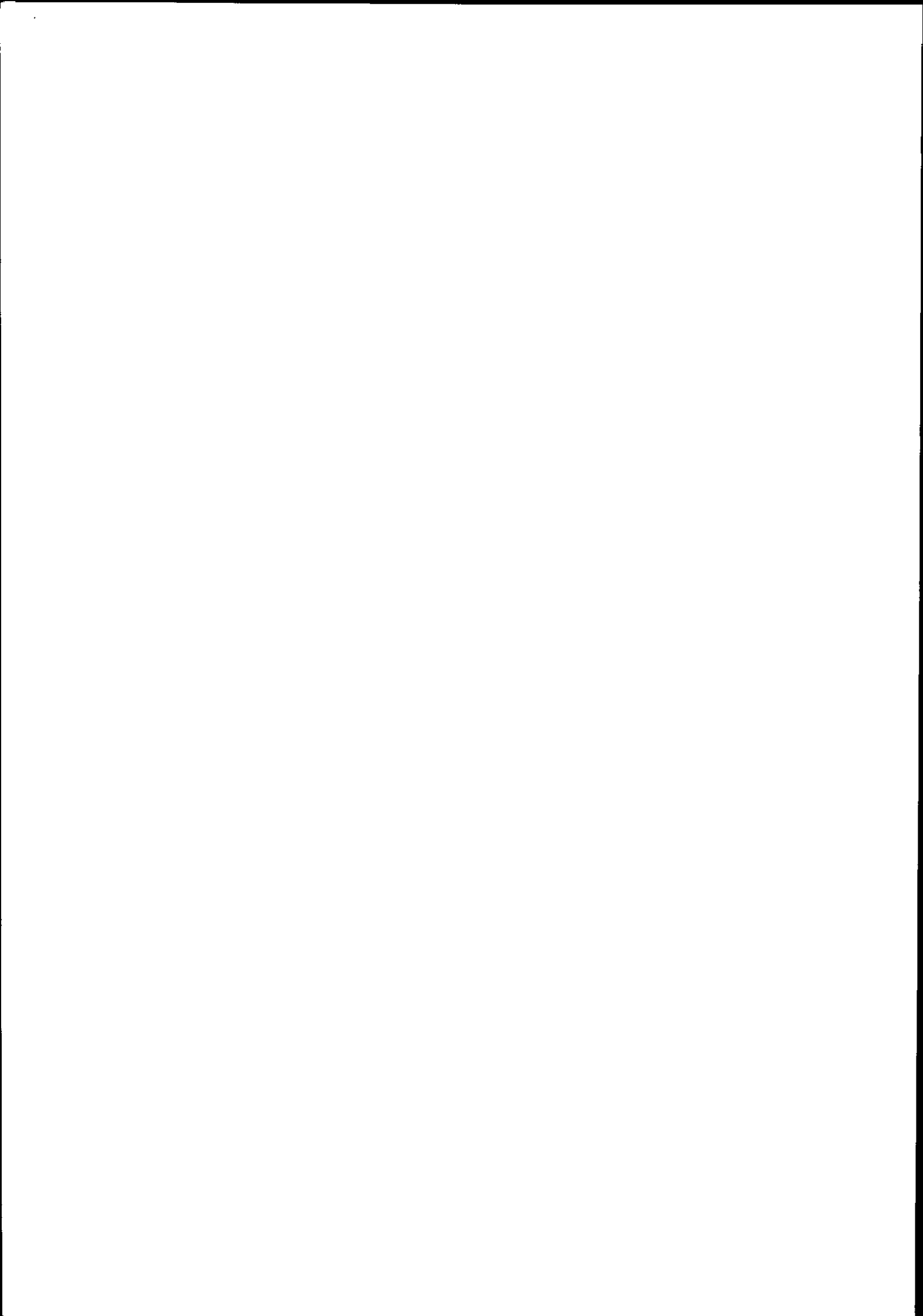


TABLE DES MATIERES

AVANT-PROPOS

Y. ABGRALL

DES PROCESSUS DE BASE AUX DETECTEURS : *scintillateurs et semiconducteurs*

Ch. BOURGEOIS

Introduction	1
1. Interaction rayonnement-matière.....	2
2. Scintillateurs.....	17
3. Détecteurs à semiconducteurs.....	38
Annexe : fluctuations statistiques.....	52
Bibliographie	57

COMPTEURS GAZEUX : *des processus de base aux détecteurs*

J.-M. BROM

I. Introduction	59
II. Généralités sur les compteurs gazeux.....	60
III. Les compteurs Cherenkov	61
IV. Les chambres à fils	78
Références	100

COMMENT DETECTER LES NEUTRONS ?

Y. EL MASRI, Th. KEUTGEN, I. TILQUIN

I. Introduction	103
II. Types de détecteurs à neutrons lents et à neutrons rapides.....	105
III. Scintillateurs organiques pour la détection des neutrons	118
IV. Caractéristiques techniques et spécifiques du multidétecteur DEMON.....	133
V. Caractéristiques techniques et spécifiques du détecteur 4π ORION	142
VI. Confrontation des qualités et des défauts de compteurs type DEMON et ORION	144
VII. Conclusions générales du cours	145
Bibliographie	146

SPECTROMETRES MAGNETIQUES ET ELECTRIQUES COMME DETECTEURS DE HAUTE RESOLUTION ET COMME FILTRES SELECTIFS

W. MITTIG

I. Introduction	147
II. Notations de base de transport de particules chargées.....	149
III. Les ensembles de détection magnétiques et électriques.....	167
IV. Limitation de résolution par des aberrations.....	185
V. Références	189
Annexe : Optique au second ordre dans les prismes magnétiques.....	191

LES BOLOMETRES POUR LA DETECTION DE PARTICULES

D. L'HÔTE

I. Introduction	199
II. Un peu d'histoire	201
III. Pourquoi les très basses températures ?	201
IV. La résolution en énergie des bolomètres	203
V. La mesure de l'augmentation de température : les senseurs	208
VI. Processus physiques dans un bolomètre	212
VII. Fonctionnement d'un bolomètre	213
VIII. Mesure simultanée ionisation-chaueur et lumière-chaueur	216
IX. Développements actuels et à venir	217
X. Exemples d'application des bolomètres	219

XI. Conclusion.....	220
Références	221
CIBLES POLARISEES ET MESURES DE POLARISATION	
<i>J.-P. DIDELEZ</i>	
I. Introduction	225
II. Cibles polarisées	226
III. Mesures de polarisation.....	255
IV. Conclusion.....	264
Références	266
ANALYSE MULTIDIMENSIONNELLE - des données brutes à la physique	
<i>P. DESESQUELLES</i>	
Introduction	269
1. Les corrélations multidimensionnelles.....	270
2. Analyse en composantes principales	282
3. L'analyse factorielle des correspondances	291
4. L'analyse factorielle discriminante	296
5. Protocole global de comparaison des données expérimentales et simulées	300
Références	310
ANALYSE MULTIDIMENSIONNELLE : application à la physique des noyaux en rotation rapide	
<i>F. HANNACHI</i>	
I. Introduction : spectres γ émis par les noyaux à haut moment angulaire.....	313
II. Multidétecteurs γ : rappels.....	317
III. Analyse des données de coïncidence d'ordre élevé.....	318
Conclusions	332
Références	333
REFLEXIONS SUR UN DETECTEUR 4π POUR ELFE	
<i>G. FOURNIER</i>	
I. Introduction	335
II. Rédaction du cahier des charges	336
III. Choix du volume magnétique.....	345
IV. Conclusion.....	346
Références	347
SIMULATION DES EXPERIENCES DE PHYSIQUE DES PARTICULES - le logiciel GEANT3	
<i>M. MAIRE</i>	
1. Généralités.....	349
2. Le "tracking" des particules.....	350
3. Les interactions particules-matière.....	351
4. Définition de la géométrie du détecteur	354
5. Organisation du programme et structures des données.....	355
Bibliographie	357
PHYSIQUE NUCLEAIRE ET BIOLOGIE	
<i>L. VALENTIN</i>	
	373
SEMINAIRES JEUNES	379
LISTE DES PARTICIPANTS	385

AVANT PROPOS

L'Ecole Joliot-Curie 1994 qui s'est déroulée à Maubuisson (Gironde) du 12 au 17 Septembre a porté sur les techniques instrumentales et, d'une manière plus générale, sur les moyens d'investigation et les procédés d'analyse de la Physique Nucléaire Instrumentale.

Crée en 1982, ce n'est qu'en 1988 que l'Ecole Joliot-Curie consacrait une session complète aux problèmes d'instrumentation. L'Ecole 1994 est donc en ce sens la seconde d'un cycle dont une période de l'ordre de cinq à six ans semble raisonnable, compte-tenu de l'évolution des techniques instrumentales et de la nécessité d'en instruire les nouvelles générations. L'intérêt de notre communauté pour ce type de session est d'ailleurs manifeste puisqu'avec 84 participants, nous avons cette année et pour la première fois, saturé nos possibilités d'accueil.

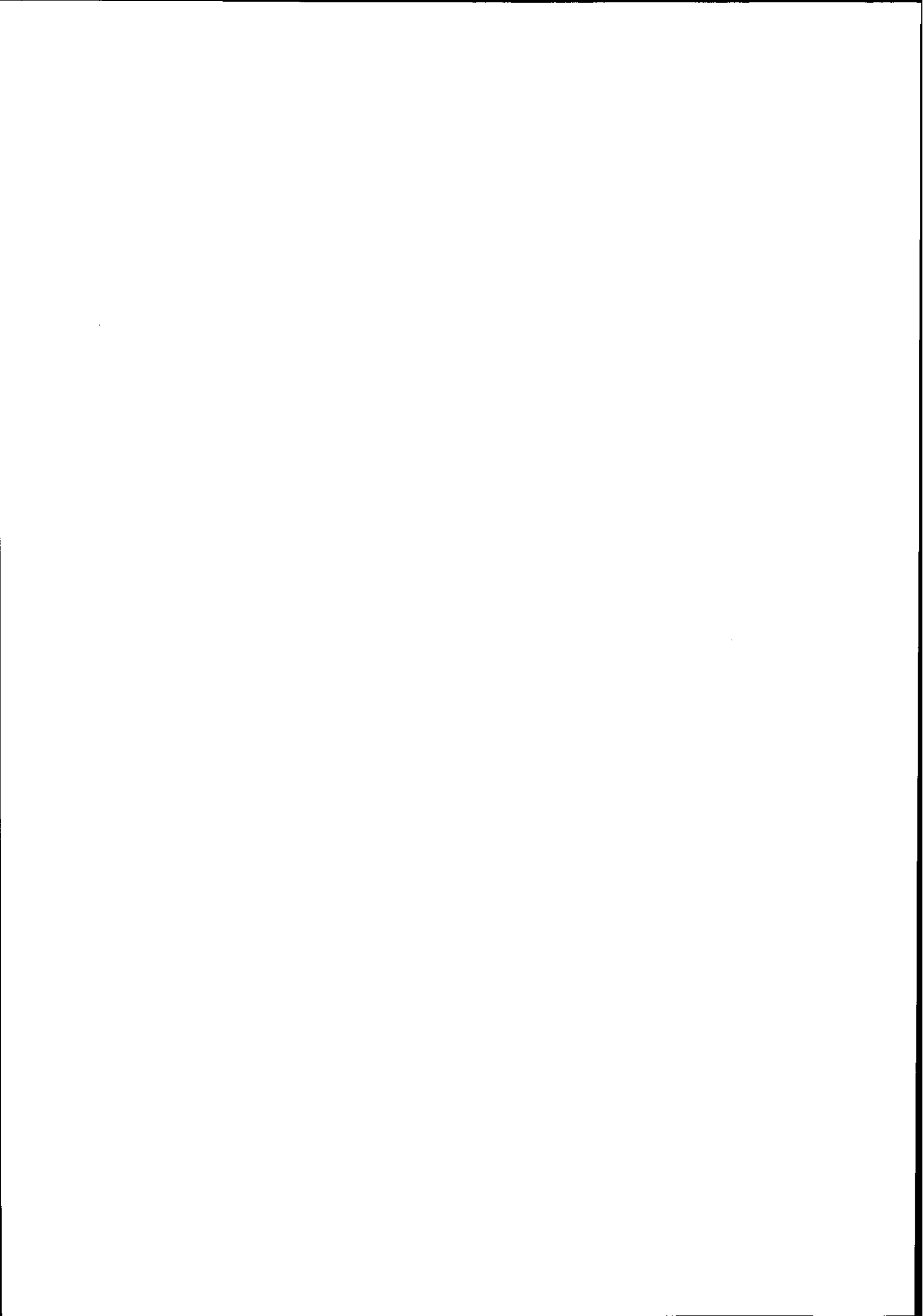
Nous sommes persuadés qu'à l'instar de ceux de l'Ecole 1988, les cours écrits rassemblés dans ce volume sont appelés à devenir des textes de référence. Que les conférenciers en soient ici particulièrement remerciés.

L'Ecole ne serait pas ce que nous connaissons sans le dévouement et la compétence de Mlles J. Garrabos et P. Chambon du CEN de Bordeaux et de Mme C. Khalifa du siège de l'IN2P3. Nous les en remercions chaleureusement.

Cette année encore, le soutien de l'IN2P3, de la DSM du CEA, du FNRS Belge et de l'Université Bordeaux I ne nous a pas fait défaut. Nous sommes redevables à leurs divers responsables de contribuer ainsi au succès de l'Ecole Internationale Joliot-Curie de Physique Nucléaire.

Pour le Comité d'Organisation

Y. ABGRALL



DES PROCESSUS DE BASE AUX DETECTEURS scintillateurs et semi-conducteurs

Ch. Bourgeois
IPN Orsay et Université Paris VII

Résumé : *Dans ce cours est abordé l'interaction rayonnement-matière (particules chargées lourdes, électrons, γ), et sont présentés deux types de détecteurs, les scintillateurs organiques et inorganiques d'une part, les semi-conducteurs d'autre part. La formation des signaux délivrés par les détecteurs est analysée.*

Abstract : *In the following course, the interaction of heavy charged particles, electrons and γ with matter is presented. Two types of detectors are studied, organic and inorganic scintillators, and semiconductors. The signal formation is analysed.*

INTRODUCTION

La détection d'un rayonnement ionisant (directement ionisant comme une particule chargée, ou indirectement ionisant comme les photons γ ou les neutrons) revient à prélever une partie de l'énergie du rayonnement et à la transformer sous une forme plus maniable, le plus souvent un signal électrique. On va donc s'intéresser tout d'abord à l'interaction des rayonnements dans la matière. Pour les particules chargées lourdes, c'est l'interaction électromagnétique qui est le processus le plus important de transfert d'énergie du rayonnement au milieu sous forme d'excitation ou d'ionisation des atomes du milieu. Les électrons ralentissent dans la matière par excitation et ionisation des atomes du milieu, mais également par émission d'un rayonnement de freinage (bremsstrahlung). Les rayonnements neutres transfèrent d'abord de l'énergie à des particules chargées qui perdent leur énergie dans le milieu comme précédemment évoqué.

Dans le cas des scintillateurs, l'énergie perdue par le rayonnement dans une certaine épaisseur de matière va se retrouver sous forme d'un certain nombre de photons de luminescence (qu'on souhaite proportionnel à l'énergie transférée), un capteur approprié (tube photo-multiplicateur, photo-diode) se chargera de transformer ce nombre de photons en un courant électrique (qu'on espère proportionnel...). Dans le cas des semi-conducteurs, on fait l'économie d'une étape puisque l'énergie transférée est directement transformée en un nombre de charges, donc un courant proportionnel. L'analyse des signaux électriques ainsi obtenue sera esquissée et les phénomènes de fluctuations statistiques inhérents au comptage d'événements aléatoires sera évoquée.

1- INTERACTION RAYONNEMENT-MATIÈRE

1.1. INTERACTION DES PARTICULES CHARGÉES LOURDES

Dans le cas de particules chargées lourdes, c'est-à-dire au-delà du proton, de masse M très grande devant la masse de l'électron m_e , et pour des énergies cinétiques supérieures au MeV, on observe un ralentissement des particules sans déviation (sauf le cas très improbable de rencontre avec un noyau du milieu, ce qui a quand même permis à Ernest Rutherford de prouver l'existence dudit noyau !). On en conclut que la particule perd progressivement son énergie en la transférant aux électrons du milieu. Ce transfert d'énergie peut se faire par excitation ou ionisation des atomes du milieu.

1.1.1. Electrons δ :

Dans certains cas, la quantité d'énergie transférée à l'électron, T , est très supérieure au potentiel d'ionisation I ($T > 100eV$). Cet électron va avoir un parcours plus important dans le milieu et être responsable d'ionisations secondaires le long de son parcours. Ces électrons énergétiques sont appelés électrons δ : ils donnent lieu à la "chevelure" entourant la trace d'une particule chargée dans une émulsion, par exemple.

Le transfert d'énergie qu'une particule de charge ze , de masse M et vitesse $\beta = v/c$ peut effectuer sur un électron émis à un angle θ est $T = 2m_e c^2 \beta^2 \cos^2 \theta$.

La section efficace de production des δ par unité de longueur de la trajectoire de la particule incidente, dans un milieu avec NZ électrons par unité de volume s'écrit

$$\frac{d\sigma}{d\theta} = \frac{2\pi z^2 e^4 NZ}{m_e c^2 \beta^2} \frac{\sin\theta}{\cos^3\theta}$$

1.1.2. Ionisation :

La perte moyenne d'énergie de la particule par unité de longueur du milieu traversé (ou pouvoir d'arrêt) se calcule à partir de l'interaction de Coulomb entre la particule chargée et les électrons du milieu. Pour une particule modérément relativiste, on aboutit à la formule de Bethe :

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4 NZ}{m_e c^2 \beta^2} \left(L n \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} - \beta^2 \right)$$

pour une particule de charge ze , vitesse $v = \beta c$, $\gamma = (1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}}$, interagissant dans un milieu de N atomes (de numéro atomique Z) par cm^3 , le potentiel d'ionisation moyen des électrons du milieu étant I ($I \simeq 16Z^{0.9} eV$ pour $Z > 1$)

On en déduit que $-dE/dx$ varie

- en z^2 (indépendance du signe de la charge de la particule)
- en $NZ = N_A \rho / A Z$ pour un milieu de masse volumique ρ , d'atomes de nombre de masse A , avec $N_A = 6.022 \cdot 10^{23}$
- en β^{-2}

On remarque que :

- la masse de la particule incidente n'intervient pas
- pour des particules de même z , dE/dx est fonction de la vitesse β seulement

• la courbe $-dE/dx$ en fonction de l'énergie E (fig.1.1) décroît avec β^{-2} , passe par un minimum (minimum d'ionisation) pour $\gamma \approx 3.2$, avant de croître du côté relativiste (terme en $\ln\gamma^2$) pour atteindre un plateau, plateau de Fermi, du à des effets de densité apparente du milieu.

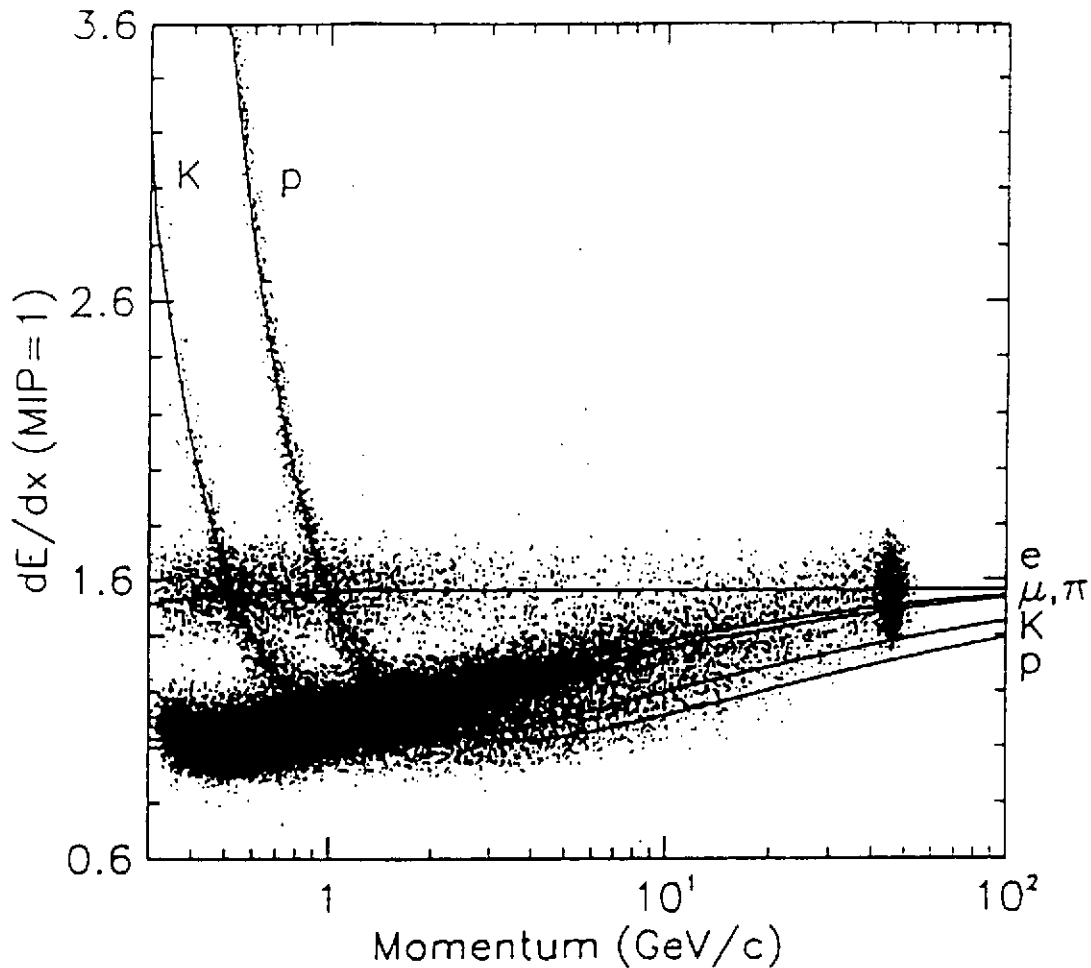


Fig.1.1 : Perte d'énergie par ionisation de particules chargées dans un détecteur à gaz d'ALEPH

A faible énergie, la formule de Bethe se comporte comme $-\frac{dE}{dx} \approx \frac{z^2}{v^2}$

$$\text{soit } -\frac{dE}{dx} \approx z^2 \frac{M}{2T}$$

où $T = \frac{1}{2}Mv^2$ est l'énergie cinétique de la particule.

$$\text{D'où } -T \frac{dE}{dx} \approx z^2 M$$

Cette relation est à la base des télescopes $E - \Delta E$:

Un détecteur mince d'épaisseur Δx mesure la perte d'énergie ΔE , et un détecteur épais mesure $E - \Delta E$. Pour z et M donnés, ΔE varie en $\frac{1}{E}$, ce qui donne des branches d'hyperboles dans un diagramme $E \cdot \Delta E$ (fig.1.2). Le même résultat est obtenu si on utilise deux scintillateurs montés sur un même tube photomultiplicateur, pour peu que l'on puisse distinguer la fluorescence correspondant au scintillateur mince (ΔE) de celle du scintillateur épais (E) : on a alors affaire à un montage phoswich (fig.1.3)

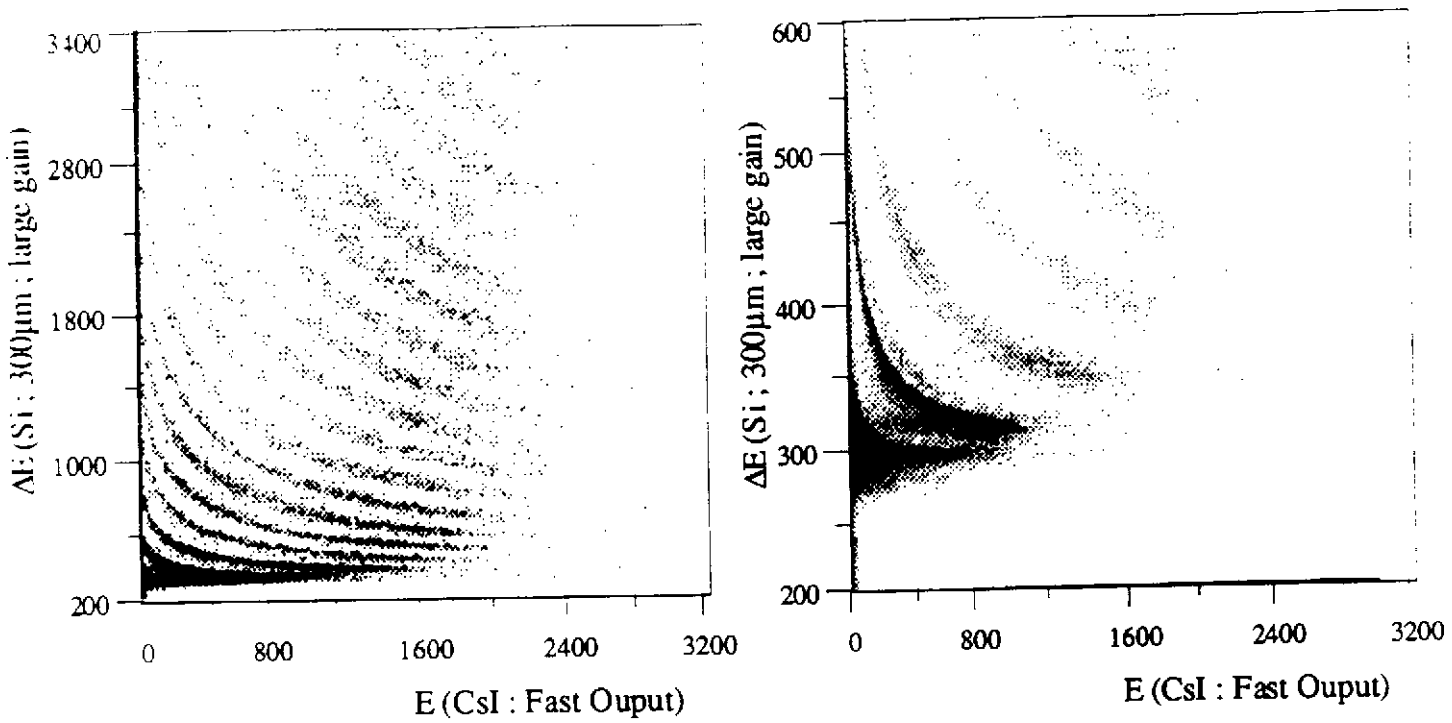


Fig.1.2 : Diagramme $\Delta E - E$ obtenu avec un détecteur Si mince (ΔE) et un scintillateur CsI épais (E)*.

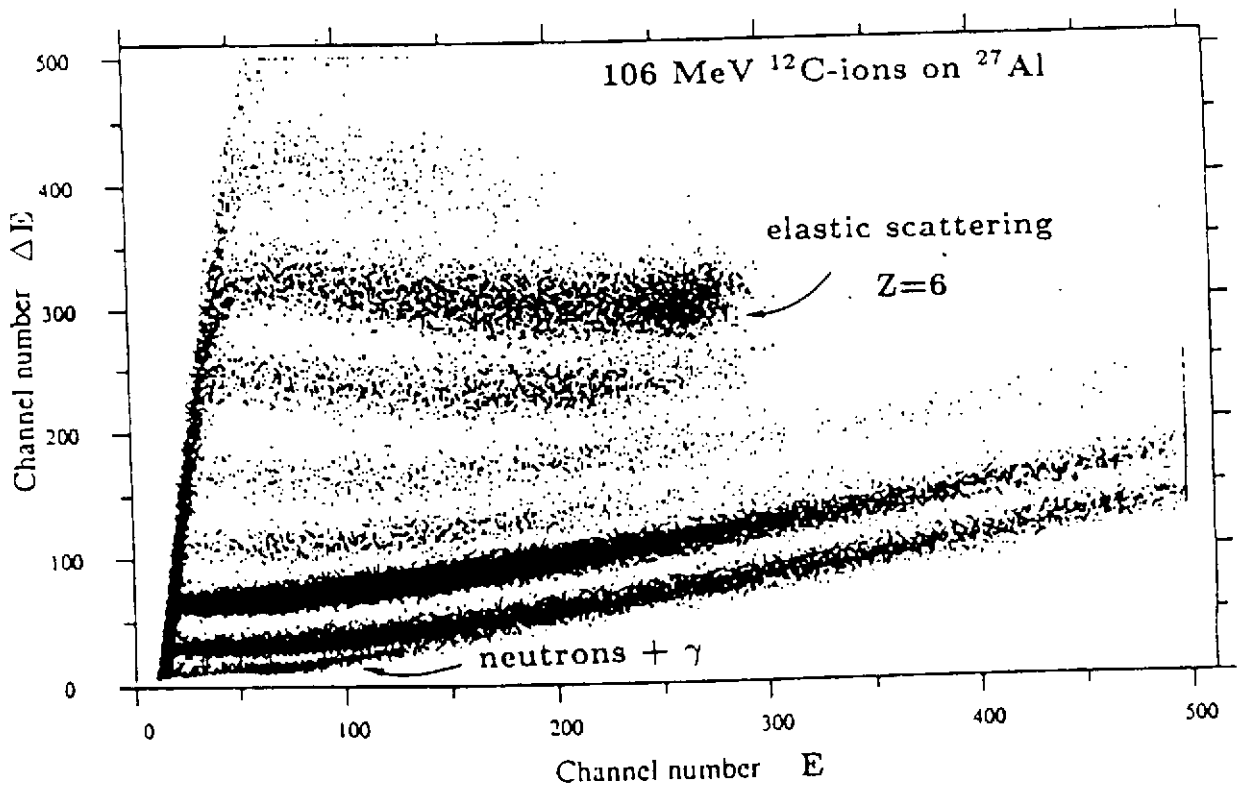


Fig.1.3 : Diagramme $\Delta E - E$ obtenu avec un phoswich **.

* Nouvelles du Ganil n°44(1993)

** F. Liden et al., NIM A253(1987)305

1.2. INTERACTIONS DES ELECTRONS

Les électrons vont céder leur énergie par ionisation des atomes du milieu traversé, mais également par émission d'un rayonnement électromagnétique de freinage chaque fois qu'ils sont déviés de leurs trajectoires. Ce dernier point est caractéristique de la faible masse de l'électron, aucune autre particule (les muons exceptés à très haute énergie) ne perdant de l'énergie par rayonnement de freinage, la section efficace de rayonnement de freinage variant en $(\frac{e^2}{Mc^2})^2$.

1.2.1. Ionisation :

Pour des électrons de faible énergie ($T_e < 1MeV$), on a la relation

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} = \frac{4\pi e^4 N Z}{m_e c^2 \beta^2} \left(0.583 L_n \frac{2m_e c^2 \beta^2}{I}\right)$$

Pour des électrons relativistes ($\beta \simeq 1$), on obtient comme pouvoir d'arrêt :

$$-\left(\frac{dE}{dx}\right)_{ion} = \frac{2\pi e^4 N Z}{m_e c^2} \left(2 L_n \frac{2m_e c^2}{I} + 3 L_n \gamma - 1.95\right)$$

1.2.2. Bremsstrahlung :

Au delà d'une énergie dite critique, E_c , la perte d'énergie par rayonnement de freinage devient prépondérante (fig.1.4). La section efficace de rayonnement de freinage varie en Z^2 pour un milieu ralentisseur de numéro atomique Z , et

$$E_c \sim \frac{800MeV}{Z + 1.2}$$

Lorsque l'électron est accéléré avec une accélération a la perte d'énergie par unité de temps correspondante s'écrit :

$$\frac{dE}{dt} = \frac{2e^2}{3c^3} a^2$$

C'est dans le champ coulombien du noyau que l'électron subit ses plus fortes déviation. L'effet d'écran dû aux électrons atomiques va donc jouer un rôle important dans l'émission du rayonnement de freinage. Pour

$$1 \ll \frac{E}{m_e c^2} \ll \frac{1}{\alpha Z^{1/3}}$$

avec $\alpha=1/137$, l'effet d'écran est négligeable et on peut écrire la perte d'énergie par radiation d'un électron d'énergie E

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{rad} = 4ENZ(Z+1)\alpha \frac{e^4}{m_e^2 c^4} \left[L_n\left(\frac{2E}{m_e c^2}\right) - \frac{1}{3}\right]$$

La prise en compte de l'effet d'écran à plus haute énergie amène à

$$-\frac{dE}{dx} = 4ENZ^2 \alpha \frac{e^4}{m_e^2 c^4} \left[4L_n(183Z^{-1/3}) + \frac{2}{9}\right]$$

On a la relation

$$\frac{(dE/dx)_{rad}}{(dE/dx)_{ion}} \approx \frac{\gamma Z}{1600}$$

1.3. PARCOURS

On définit le libre parcours moyen d'une particule chargée dans la matière par la relation :

$$R(E) = \int_E^0 \left(\frac{-dE}{dx} \right)^{-1} dE$$

Pour un milieu donné, on a

$$\frac{-dE}{dx} = z^2 f(\beta) = z^2 g\left(\frac{E}{M}\right)$$

d'où

$$R(E) = \frac{M}{z^2 N} h(\beta)$$

et la loi d'échelle :

$$R_1(E_1) = \frac{M_1}{M_2} \frac{z_2^2}{z_1^2} R_2\left(\frac{M_2}{M_1} E_1\right)$$

Exemple : $R_p(10 MeV) = R_\alpha(40 MeV)$ (fig.1.5)

La perte d'énergie par unité de longueur augmentant quand E diminue (voir fig.1.1), le maximum d'énergie est perdu en fin de parcours de la particule dans le milieu : cela donne naissance au pic de Bragg (fig.1.6)

Dans le cas d'électrons d'énergie E très supérieure à l'énergie critique E_c , on définit la longueur de radiation L_R . En effet, à haute énergie, on a

$$\left(\frac{dE}{dx} \right)_{rad} \gg \left(\frac{dE}{dx} \right)_{ion}$$

or

$$-\left(\frac{dE}{dx} \right)_{rad} = N E \Phi_{rad}$$

avec

$$\Phi_{rad} \rightarrow 4\sigma_0 \left[\ln 183 Z^{-1/3} + \frac{1}{18} \right]$$

d'où

$$E(x) \simeq E_0 \exp\left(-\frac{x}{L_R}\right)$$

Exemple : BGO $\rightarrow L_R = 1.12$ cm

CsI(Tl) $\rightarrow L_R = 1.86$ cm

BaF₂ $\rightarrow L_R = 2.1$ cm

NaI(Tl) $\rightarrow L_R = 2.59$ cm

PVT $\rightarrow L_R = 42.4$ cm

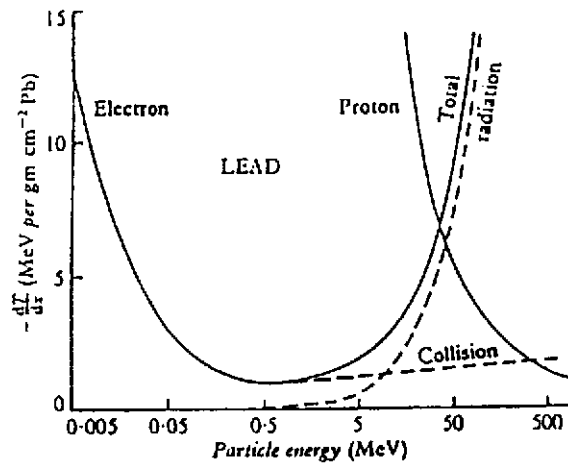


Fig.1.4 : Perte d'énergie des électrons dans le plomb

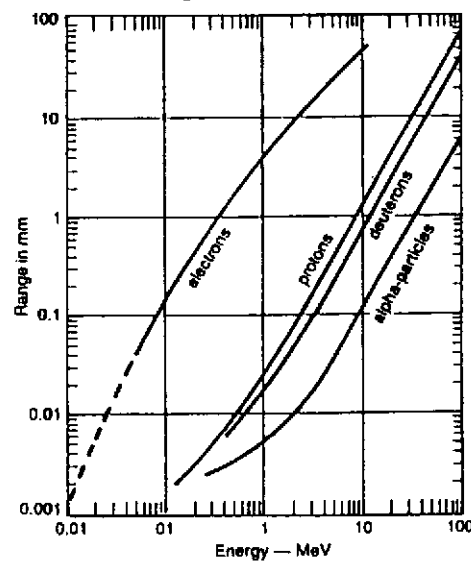


Fig.1.5 : Parcours de particules chargées dans un plastique scintillant

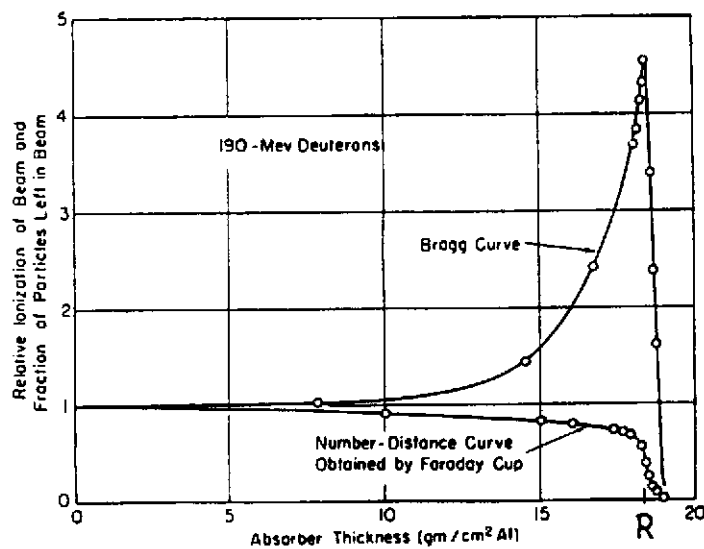


Fig1.6 : Courbe de Bragg pour des deutons de 190 MeV dans l'aluminium

1.4. INTERACTION DES γ DANS LA MATIERE

Les rayonnements électromagnétiques γ ne possèdent pas de charge électrique. Ils interagissent dans la matière suivant trois processus principaux : l'effet photoélectrique, l'effet Compton, et la création de paires $e^+ e^-$. L'importance relative de ces trois effets dépend de l'énergie du γ et du milieu atténuateur (fig.1.7)

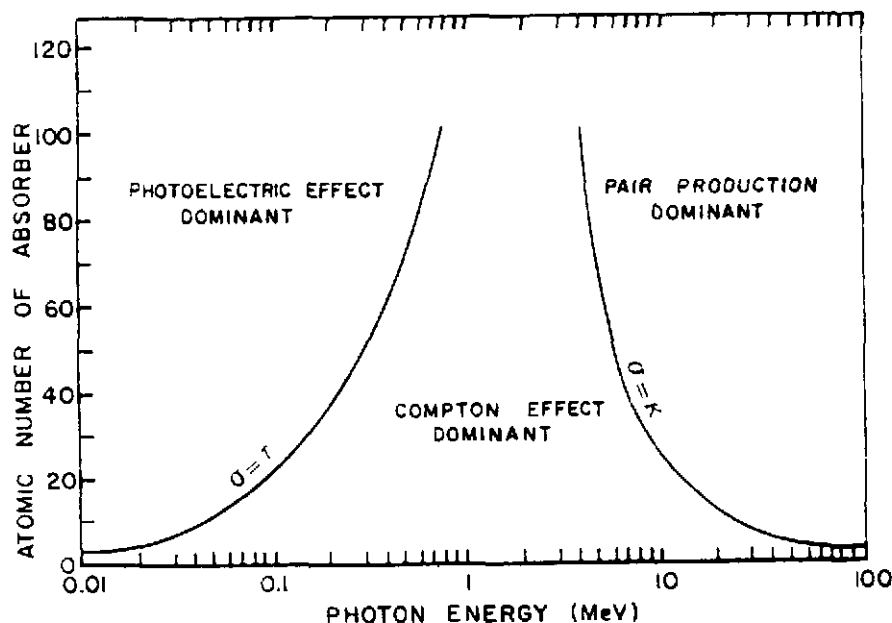


Fig.1.7 : Types d'interaction prépondérants suivant l'énergie du photon et le Z du milieu

1.4.1. Atténuation des γ dans la matière :

Un faisceau de γ monoénergétique d'intensité I subit une perte d'intensité dI après traversée d'une épaisseur dx de matière. on a :

$$-dI = \sigma IN dx$$

d'où la loi de variation de l'intensité du faisceau γ en fonction de l'épaisseur x de matériau traversé :

$$I = I_0 e^{-\sigma N x} = I_0 e^{-\mu x}$$

Où $N = \frac{\rho}{A} N_A$ représente la densité électronique du milieu

$\sigma = \sigma_{\text{pe}} + \sigma_c + \sigma_{\text{pp}}$ représente la section efficace totale d'interaction des γ dans le milieu, décomposée ici en trois termes correspondant aux trois effets principaux.

$\mu = \sigma N$ est le coefficient d'atténuation linéaire des γ dans le milieu (fig.1.8). On définit $\mu' = \frac{\mu}{\rho}$ coefficient d'atténuation massique

On peut écrire $I = I_0 e^{-\mu' x'}$ avec $x' = \rho x$ en g/cm^2

Pour de γ de 1 MeV, on a $\mu' \simeq 0.05 \text{ cm}^2/\text{g}$ quel que soit le matériau

On définit l'efficacité intrinsèque de détection γ d'un détecteur d'épaisseur x la quantité

$$\epsilon_{int} = \frac{I_0 - I(x)}{I_0} = (1 - e^{-\mu x})$$

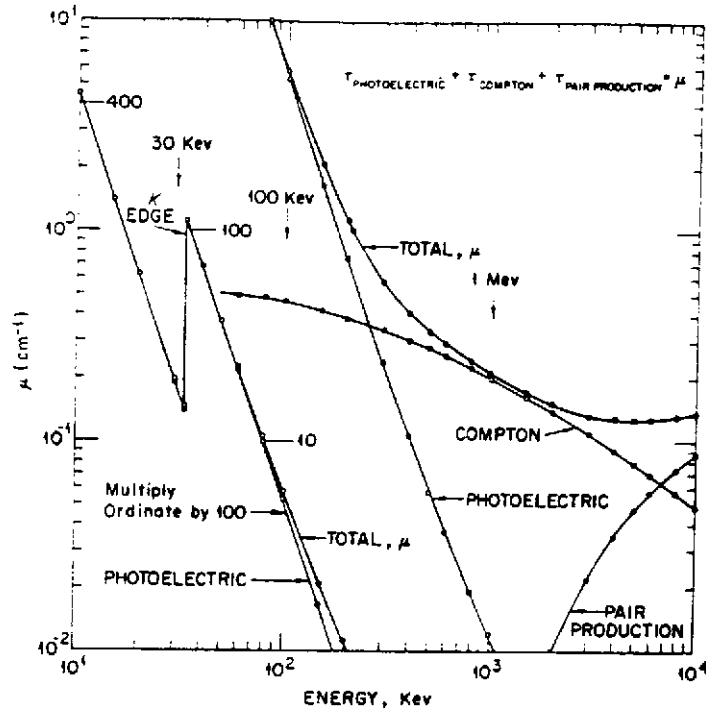


Fig.1.8 : Coefficient d'atténuation linéaire dans NaI en fonction de l'énergie du photon

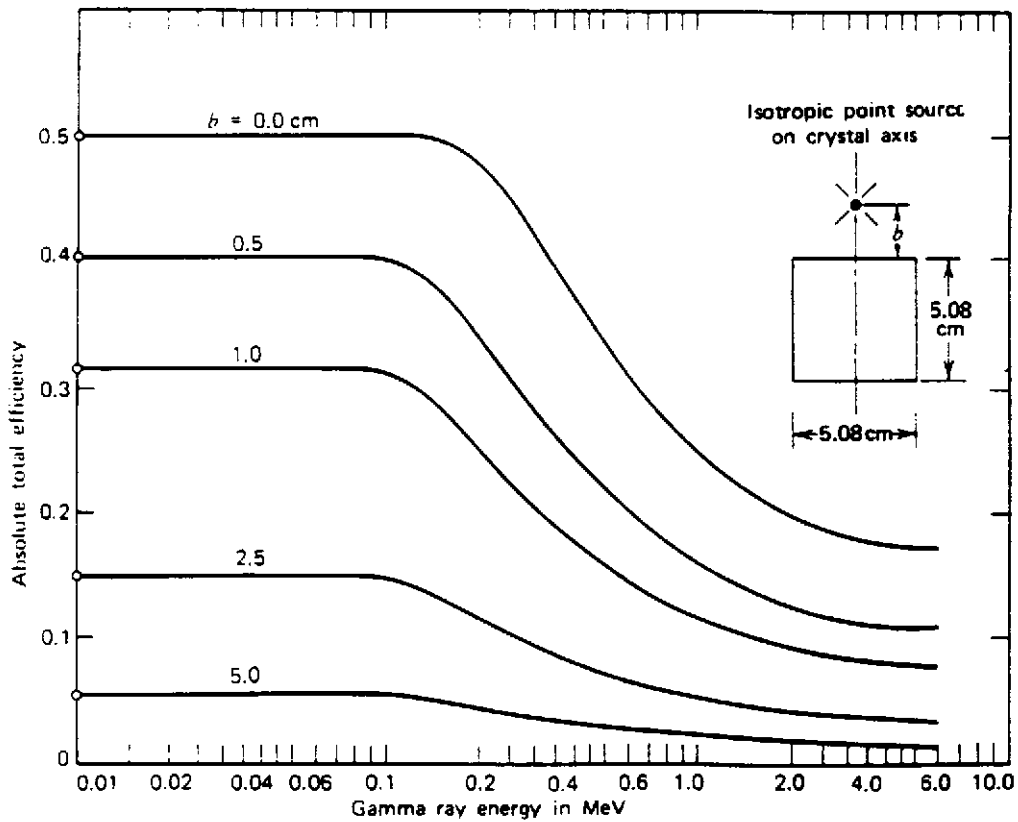


Fig.1.9 : Efficacité absolue d'un scintillateur NaI(Tl) en fonction de la distance b source-détecteur

L'efficacité absolue tient compte de l'angle solide de détection (fig.1.9)

$$\epsilon_{abs} = \frac{\Omega}{4\pi} \epsilon_{int}$$

En spectrométrie γ , on utilise comme référence d'efficacité, l'efficacité absolue d'un cristal NaI(Tl) de dimensions 3"×3" pour le pic d'énergie totale (photopic) à 1.33 MeV lorsque la source est située à 25 cm du détecteur, à savoir $\epsilon_{abs}^{\text{P}} = 1.2 \times 10^{-3}$

1.4.2. Effet Photoélectrique :

Il s'agit de l'absorption du photon par un atome et de l'éjection d'un électron (lié) avec l'énergie cinétique

$$T_{e^-} = h\nu - B$$

où B est l'énergie de liaison de l'électron dans l'atome. Les lois de conservation imposent la participation du noyau au processus, mais le recul du noyau est généralement ignoré (sauf dans l'effet Mossbauer)

L'énergie de liaison B est émise sous forme de rayons X caractéristiques du milieu (réarrangement du cortège électronique) et en général absorbée dans le milieu. Néanmoins, pour de faibles énergies γ ($E_\gamma < 150 \text{ keV}$), l'interaction a lieu en surface et le rayonnement X peut s'échapper, ce qui donne naissance à un pic d'échappement dans le spectre γ mesuré, à l'énergie $E_\gamma - E_X$.

La Section efficace d'effet photoélectrique varie comme

$$\sigma_{\text{pe}} \approx \frac{Z^5}{(h\nu)^n}$$

avec n variant de $\simeq 3$ pour $h\nu < 0.5 \text{ MeV}$ à $\simeq 1$ pour $h\nu \simeq 2 \text{ MeV}$. Quand l'énergie E_γ est supérieure à l'énergie de liaison de l'électron dans la couche K, l'effet photoélectrique a lieu sur un électron de la couche K pour 4/5 des fois (cf fig.1.8).

1.4.3. Effet Compton :

Dans ce cas, il y a diffusion du photon sur un électron (quasi libre).

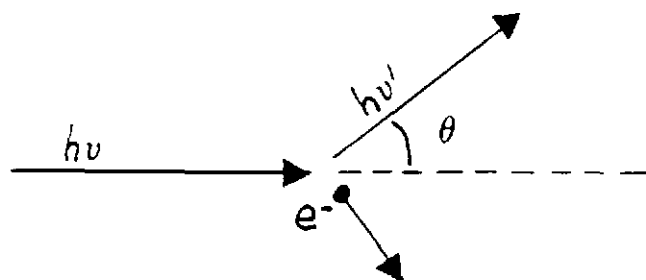


Fig.1.10 : Cinématique de l'effet Compton

L'énergie du photon diffusé à l'angle θ est

$$h\nu' = h\nu \frac{1}{1 + \gamma(1 - \cos\theta)}$$

avec $\gamma = h\nu/m_e c^2$

L'énergie cinétique de l'électron est alors

$$T_e = h\nu \frac{\gamma(1 - \cos\theta)}{1 + \gamma(1 - \cos\theta)}$$

et

$$T_e^{Max} = h\nu \frac{2h\nu}{2h\nu + m_e c^2}$$

Il y a rétrodiffusion du photon lorsque $\theta = \pi$: on a alors : $h\nu' = h\nu - T_e^{Max} \rightarrow \frac{1}{2}m_e c^2$

La section efficace d'effet Compton a été calculée par Klein-Nishima pour la diffusion d'un photon sur un électron. Pour un atome de numéro atomique Z , on aura $\sigma_c = Z\sigma_c^{(1)}$

Dans le cas d'un photon incident polarisé d'énergie $h\nu$, la section efficace différentielle de diffusion Compton du photon d'énergie $h\nu'$ à l'angle (θ, ϕ) , fig.1.11, s'écrit

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{1}{2}r_0^2 \left(\frac{h\nu}{h\nu'} + \frac{h\nu'}{h\nu} - 2\sin^2\theta \cos^2\phi \right) \left(\frac{h\nu'}{h\nu} \right)^2 \quad (1)$$

avec $r_0 = e^2/(m_e c^2)$

La diffusion Compton est ainsi plus probable dans le plan perpendiculaire au champ électrique \mathbf{E} , ou pour $\phi = 90^\circ$

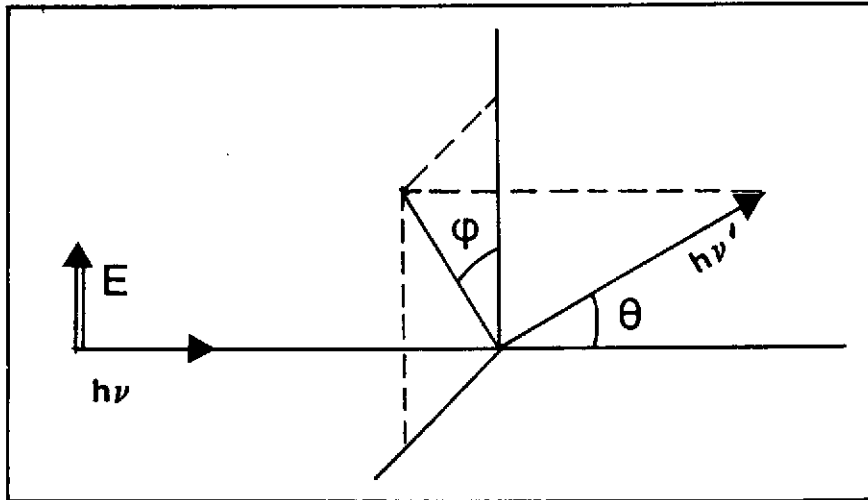


Fig.1.11 : Diffusion Compton d'un photon polarisé

Application : Mesure de la polarisation linéaire d'un γ

Dans le cas d'une réaction (ions lourds, $xn\gamma$), on définit le plan de réaction par l'axe du faisceau et l'axe cible-détecteur. La polarisation du γ émis est déduite par

$$P = \frac{I_{//} - I_{\perp}}{I_{//} + I_{\perp}}$$

où $I_{//}$ et I_{\perp} sont les intensités des photons diffusés respectivement dans le plan parallèle et le plan perpendiculaire au plan de réaction

Comme la diffusion Compton la plus probable se fait pour $\phi = 90^\circ$, la mesure de l'assymétrie

$$A = \frac{N(\phi = 90^\circ) - N(\phi = 0^\circ)}{N(\phi = 90^\circ) + N(\phi = 0^\circ)}$$

où $N(\phi)$ est le nombre de γ diffusés à l'angle ϕ , permet d'obtenir la polarisation expérimentale P_{exp} via un facteur de qualité de la mesure $0 < Q < 1$

$$A = QP_{exp}$$

Le signe de P est déterminé par le changement de parité de la transition, + pour pas de changement, - pour un changement.

Pratiquement la réalisation d'un polarimètre utilise un détecteur comme diffuseur, entouré de plusieurs détecteurs analyseurs.

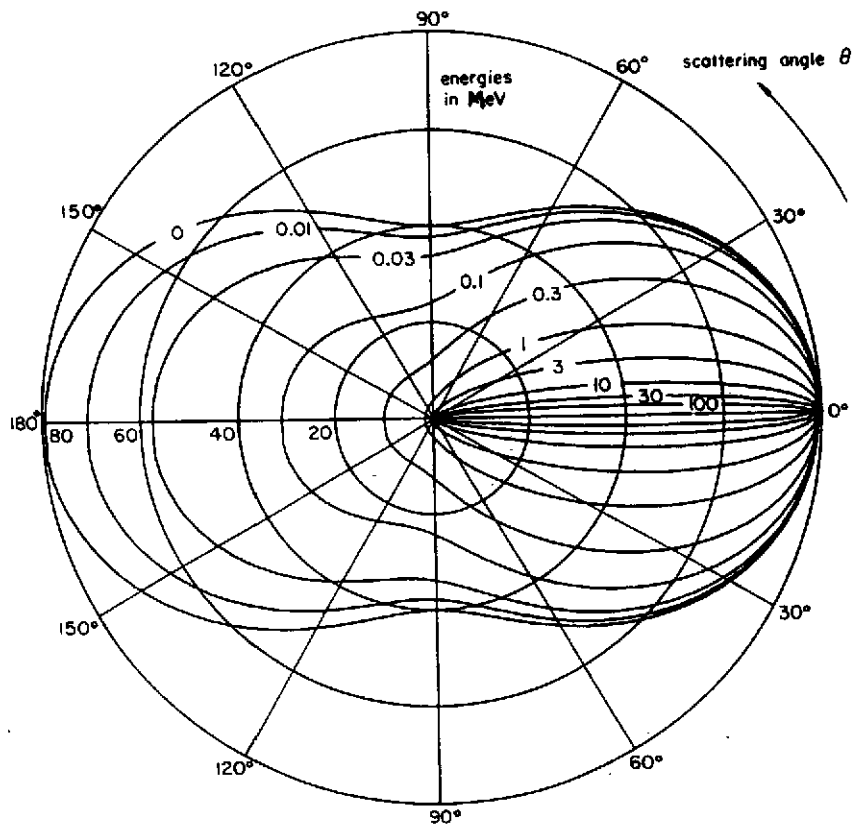


Fig.1.12 : Section efficace différentielle (mb) de diffusion Compton en fonction de l'énergie du photon incident et de l'angle de diffusion

Quand le photon initial n'est pas polarisé, la section efficace de diffusion Compton s'obtient en intégrant la relation (1) sur ϕ (fig.1.11). On obtient

$$\frac{d\sigma_c}{d\Omega} = \frac{1}{2}r_0^2\left(\frac{h\nu'}{h\nu}\right)^2\left(\frac{h\nu}{h\nu'} + \frac{h\nu'}{h\nu} - \sin^2\theta\right) \quad (2)$$

Aux faibles énergies, pour $h\nu' \sim h\nu$, on retrouve la section efficace différentielle de diffusion Thomson

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{Th} = \frac{1}{2}r_0^2(1 + \cos^2\theta)$$

La section efficace Compton totale s'obtient à partir de la relation (2) en intégrant sur 4π .

L'énergie du photon incident se répartit entre l'énergie cinétique de l'électron qui est absorbée par le milieu, et l'énergie du photon diffusé qui peut s'échapper du milieu. On peut ainsi écrire

$$\sigma_c = \sigma_c^{\text{(diffusion)}} + \sigma_c^{\text{(absorption)}}$$

Dans le cas où le photon diffusé s'échappe du milieu (fig.1.13), l'énergie déposée dans le milieu varie de 0 à T_e^{Max} suivant l'angle de diffusion. Cela donne naissance au "plateau Compton" dans les spectres γ . Dans un détecteur γ Ge de gros volume ($\sim 300\text{cm}^3$), le rapport surface du pic d'énergie totale sur surface totale du spectre vaut $\sim 25\%$ pour des photons de 1 MeV. Des systèmes "anti-Compton", qui éliminent les événements correspondant à la détection d'un photon diffusé dans un bouclier de scintillateurs, permettent d'arriver à un rapport pic/total de $\sim 60\%$ (fig.1.14)

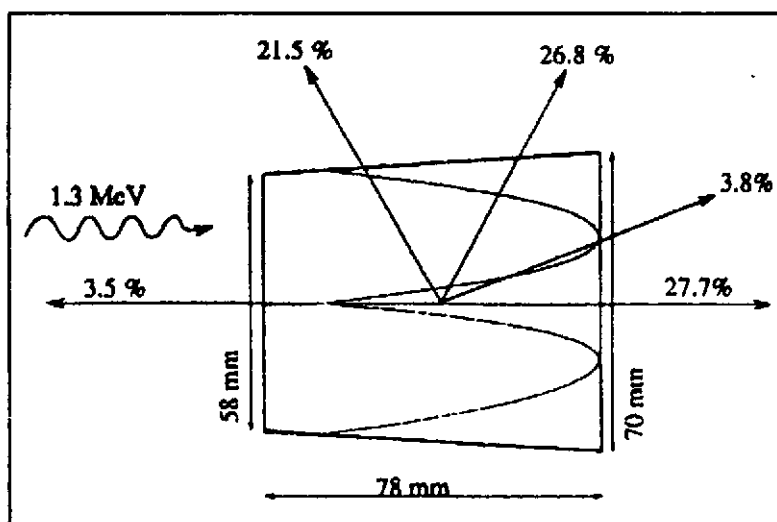


Fig.1.13 : Simulation Monte Carlo de l'interaction d'un γ de 1.3 MeV avec un détecteur Ge conique hexagonal : plus de 80% des γ diffusés Compton s'échappent du détecteur *

* J. Eberth, Int. Conf. on the Future of Nuclear Spectroscopy, Crete (1993)

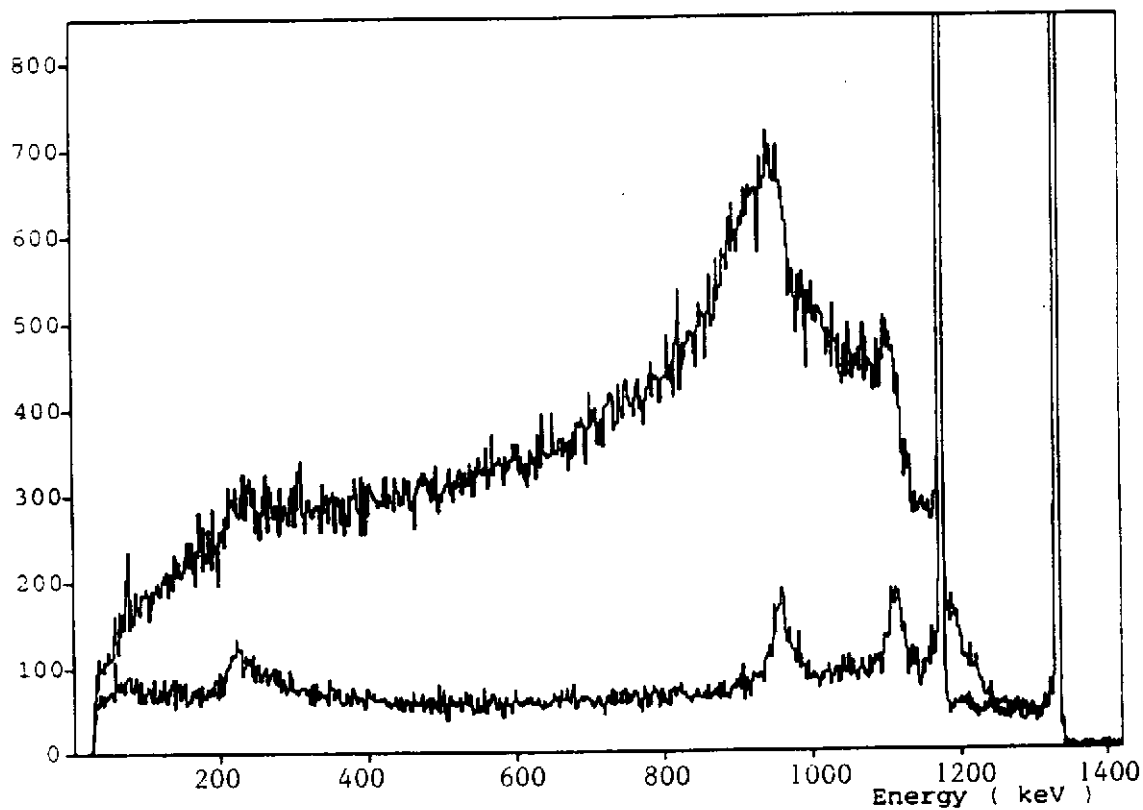


Fig.1.14 : Spectre de ^{60}Co sans (P/T=29%) et avec (P/T=65%) suppression Compton *

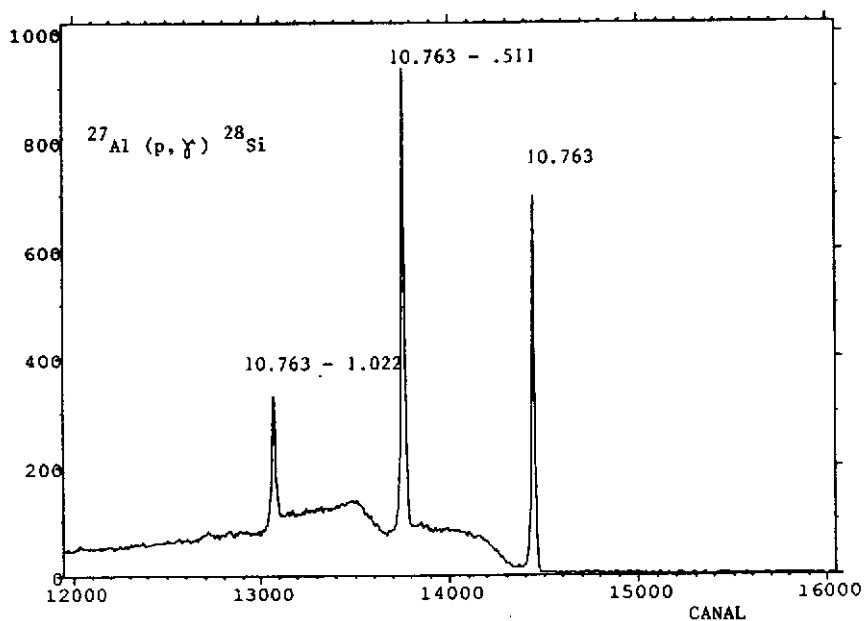


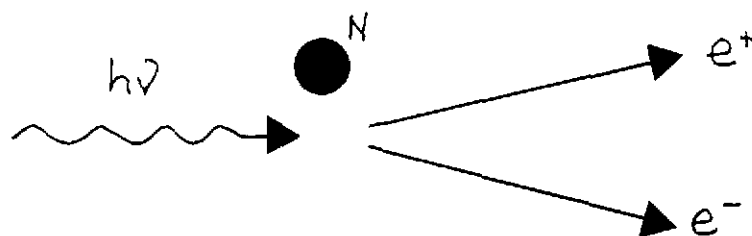
Fig.1.15 : Interaction d'un γ de 10.763 MeV dans un détecteur Ge de 300 cm^3 .
Le spectre obtenu met en évidence les pics d'énergie totale,
de simple échappement, et de double échappement

* D. Bazzacco et al., GASP, Workshop on Large Gamma-Ray Detector Arrays, Chalk-River (1992)

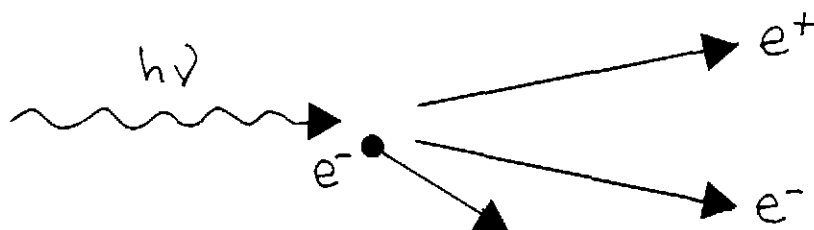
1.4.4. Création de Paires $e^- e^-$

Lorsque le photon possède une énergie suffisante, il y a annihilation du photon et création d'une paire électron-positron. Les lois de conservation imposent la présence d'un quatrième larron :

-dans le cas d'un noyau atomique, la création de paire aura lieu si $h\nu > 2m_e c^2 = 1.022 MeV$



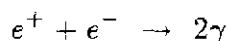
-dans le cas d'un électron, la création d'une paire nécessitera $h\nu > 4m_e c^2 = 2.044 MeV$. Dans ce cas, on parlera de triplet car l'électron catalyseur est éjecté.



La section efficace de création de paire varie en $\sigma_{\pi} \approx Z^2$

Gerbe électromagnétique : Après la création de paire, e^+ et e^- ralentissent dans le milieu en émettant des γ de Bremsstrahlung, qui à leur tour vont créer des paires $e^+ e^-$ etc.

Annihilation du positron : Lorsque le positron a perdu son énergie cinétique dans la milieu, il va s'annihiler avec un électron suivant



L'annihilation ayant lieu au repos, on aura deux γ de 511 keV émis à 180° l'un de l'autre (ex : β^+ de ^{22}Na)

Dans le cas où un γ crée une paire $e^- e^-$ dans un détecteur, l'énergie du γ est totalement récupérée si les deux photons de 511 keV d'annihilation du e^+ sont absorbés dans le détecteur. Dans le contraire, on récupère l'énergie du γ diminuée de 511 keV (pic de simple échappement) ou de 1022 keV (pic de double échappement). Un exemple de spectre est donné fig.1.15

1.5. INTERACTION DES NEUTRONS

La perte d'énergie des neutrons se fait par diffusion élastique principalement. C'est en fait la particule chargée qui recule après le choc qui va être détectée dans le milieu détecteur.

La perte d'énergie maximale pour un neutron d'énergie initiale E_0 après collision avec un noyau de nombre de masse A est

$$\left(\frac{\Delta E}{E_0}\right)_{Max} = 1 - \alpha$$

avec

$$\alpha = \left(\frac{1 - A}{1 + A}\right)^2$$

En particulier $\alpha = 0$ pour $A = 1$ et le neutron transfère toute son énergie à un proton (choc frontal). Ceci explique pourquoi les scintillateurs organiques sont de bons détecteurs de neutrons (ex : NE213)

D'autres interactions sont également possibles, qui transfèrent toutes de l'énergie à des particules chargées (ou de photons) qui seront détectées :

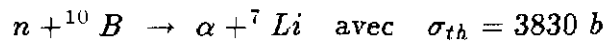
diffusion inélastique (n,n')

capture radiative (n, γ)

fission (n,f)

réactions (n,p), (n, α)...

ex : avec des neutrons thermiques ($E_c = 0.025$ eV)



2. SCINTILLATEURS

Un scintillateur émet de la lumière (en général dans le visible) à la suite d'un stimulus (ex : rayonnement ionisant) suivant une loi exponentielle décroissante avec une ou plusieurs constantes de décroissance

$$L(t) \approx L_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)$$

On parlera de **fluorescence** lorsque l'émission de lumière est immédiate (ns- μ s) et indépendante de la température

La **phosphorescence** correspond à une émission de lumière sur une plus longue période (μ s \rightarrow mn) et qui dépend de la température

Les paramètres d'intérêt d'un scintillateur sont les suivants :

- Efficacité de scintillation : c'est la quantité d'énergie nécessaire à créer un photon de scintillation

Ex : NaI(Tl) : 25 eV, Anthracène : 60 eV, Plastique: 100 eV, BGO : 300 eV

- Spectre d'émission de lumière : il faut s'assurer que la longueur d'onde d'émission est adaptée à la fenêtre d'entrée du capteur de la chaîne de mesure

- Temps de décroissance de la scintillation

- Pouvoir d'absorption des rayonnements

- Transparence à sa propre scintillation : en général, la longueur d'onde d'émission est plus longue que la longueur d'onde d'absorption (décalage de Stokes)

On définit le **rendement de fluorescence** par le rapport de l'énergie émise sous forme de photons de scintillation à l'énergie absorbée

Ex : NaI(Tl) a un rendement de fluorescence de $\simeq 13\%$, i. e. émet $\simeq 43000$ photons de $\simeq 3$ eV par MeV absorbé

Dans le cas d'une excitation lumineuse du scintillateur, on définit le **rendement quantique de fluorescence** par le rapport du nombre de photons émis au nombre de photons absorbés.

2.1. EMISSION DE LUMIERE

L'émission de lumière d'un scintillateur est régie par la loi empirique de BIRKS qui relie la quantité de lumière émise par unité de longueur, dL/dx , au pouvoir d'arrêt de la particule ionisante, dE/dx :

$$\frac{dL}{dx} = \frac{S \, dE/dx}{1 + kB \, dE/dx} \quad (3)$$

où S = efficacité de scintillation

kB = cte de Birks caractéristique du milieu

k = paramètre de quenching

dL/dE représente l'efficacité différentielle de scintillation

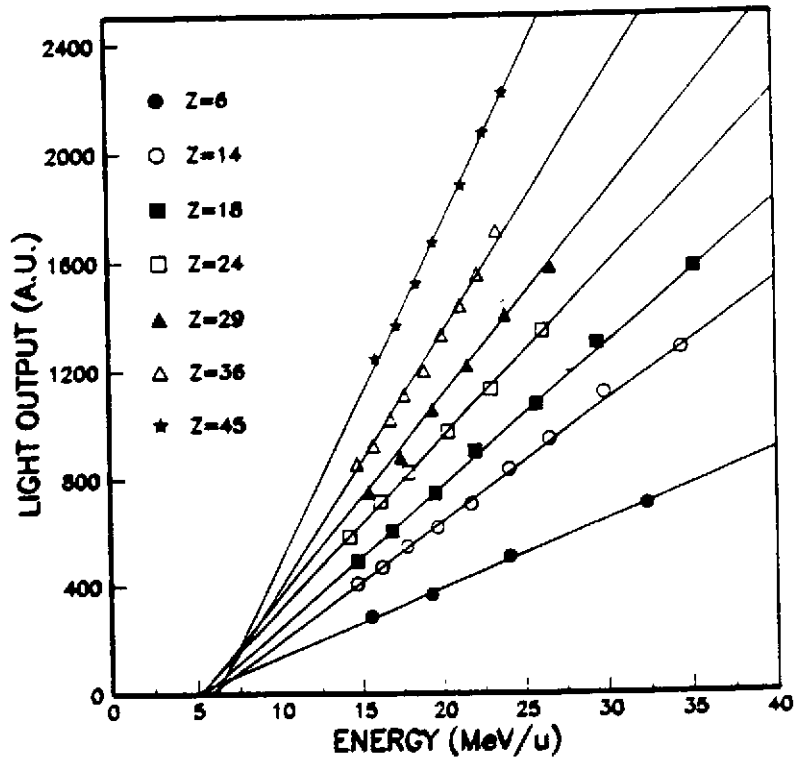


Fig.2.1 : Emission de lumière en fonction de l'énergie par nucléon pour différents ions lourds dans CsI(Tl) *

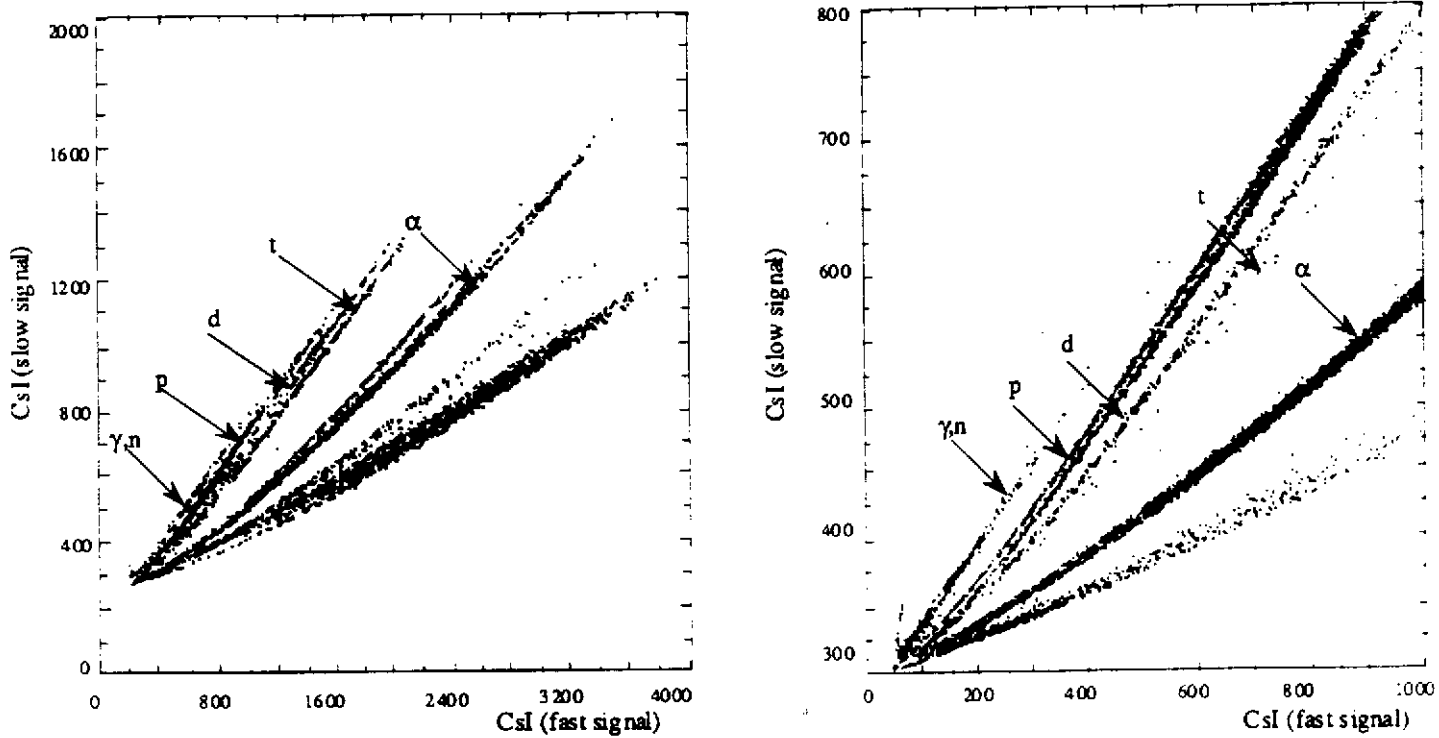


Fig.2.2 : Diagrammes composante lente vs composante rapide de CsI(Tl) pour différents ions **

* P.F. Mastinu et al., NIM A338(1994)419

** Nouvelles du Ganil n°44(1993)

La quantité totale de lumière produite par une particule dans un scintillateur s'obtient en intégrant l'équation (3).

Pour des particules chargées énergétiques, ($E/A > 15\text{MeV}$), on peut négliger dE/dx au dénominateur et on obtient :

$$L(E) = \alpha E - \beta$$

L'émission de lumière provoquée par des ions de Z différents montre (fig.2.1) que plus Z est grand et plus l'émission de lumière est importante. En fait, pour un dE/dx donné, l'efficacité de scintillation augmente avec Z . Ceci provient du fait que plus Z augmente et plus la particule correspondante produit d'électrons δ qui ont une grande efficacité de scintillation.*

A plus basse énergie ($E/A < 5\text{MeV}$), on peut négliger 1 au dénominateur et on arrive à $dL/dE \simeq S/kB(dE/dx)$. Mais dans ce cas, la formule de Bethe se réduit à $-dE/dx \approx AZ^2/E$. On obtient ainsi $dL/dE \approx cte \times E$

Pour des grands dE/dx , on arrive à une saturation de l'émission de lumière puisque $dL/dx \sim S/kB$, soit après intégration sur x

$$L(E) \simeq \frac{S}{kB} R(E)$$

où $R(E)$ est le parcours de la particule dans le scintillateur à l'énergie considérée

2.2. TEMPS DE REPONSE

Dans la plupart des cas, l'émission de lumière par le scintillateur correspond à la superposition de phénomènes de constantes de temps variées. Et là encore, on constate que l'importance relative des différents phénomènes de luminescence dépend du pouvoir d'arrêt dE/dx .

Dans les scintillateurs inorganiques (voir § 2.4), une particule avec un grand dE/dx provoque sur son passage une grande quantité d'excitons avec recombinaison radiative rapide, alors que les autres électrons excités dans la bande de conduction se recombinent plus lentement : cela signifie que le rapport des composantes rapide et lente de luminescence nous renseigne sur le dE/dx de la particule détectée, et que différentes particules auront des trajectoires différentes dans un plan rapide×lent (fig.2.2)

Dans le cas de scintillateurs organiques (voir § 2.3), un grand dE/dx provoque une grande densité de molécules excitées avec de nombreuses interactions intermoléculaires amenant à des états métastables de durée de vie longues. Donc, là encore, on peut discriminer les particules qui interagissent dans le milieu par l'analyse du temps de réponse. En fait, pour les scintillateurs organiques, c'est essentiellement la discrimination neutron- γ , i.e. proton-électron, qui est utilisée (fig.2.3)

* R.B. Murray & A. Meyer, Phys. Rev. 122(1961)815

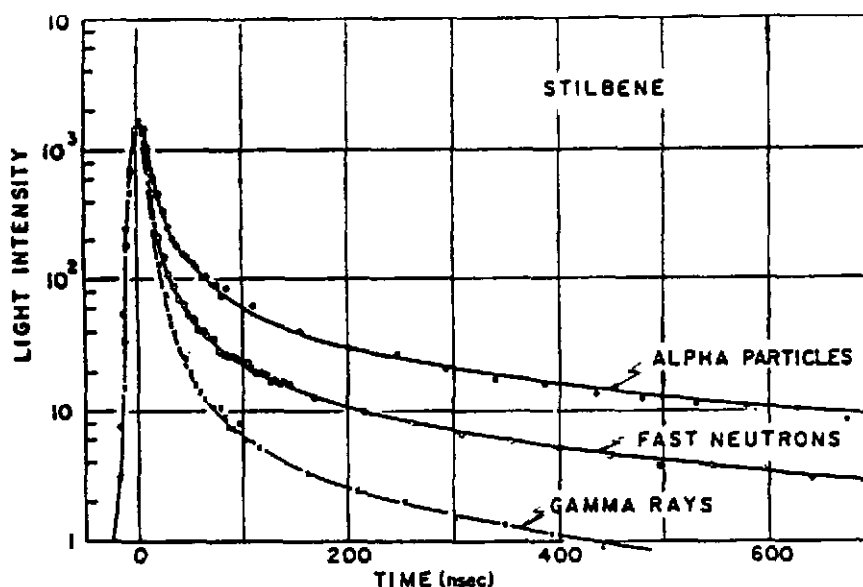


Fig.2.3 : Temps de réponse d'un scintillateur organique pour les neutrons et les γ

2.3 : SCINTILLATEURS ORGANIQUES

Ce sont des composés aromatiques (formés à partir du cycle benzénique). L'émission de lumière est consécutive de l'excitation des électrons délocalisés (électrons π) suivie d'une désexcitation très rapide (\approx ns) accompagnée de luminescence (fig.2.4).

La présence d'états de vibration moléculaire fait que l'on a affaire à une bande d'absorption pour l'excitation et une bande d'émission pour la désexcitation. On retrouve ce phénomène dans le cas des scintillateurs inorganiques. Le recouvrement des bandes correspond à la self-absorption de la lumière du scintillateur par le scintillateur.

L'existence d'états triplets est à l'origine d'émission de lumière retardée donnant lieu à la phosphorescence.

Ex : l'anthracène $C_{14}H_{10}$ a un rendement de fluorescence de $\approx 4\%$ soit 65 eV/photon de longueur d'onde $\lambda \approx 400$ nm

On constate que l'augmentation linéaire du nombre d'anneaux benzéniques dans la molécule s'accompagne d'une augmentation des longueurs d'onde d'absorption et d'émission. Par contre, pour un nombre donné d'anneaux, les arrangements non linéaires ont des longueurs d'onde d'absorption et d'émission plus courtes.

Les scintillateurs organiques se présentent sous différentes formes : cristaux organiques, liquides ou plastiques.

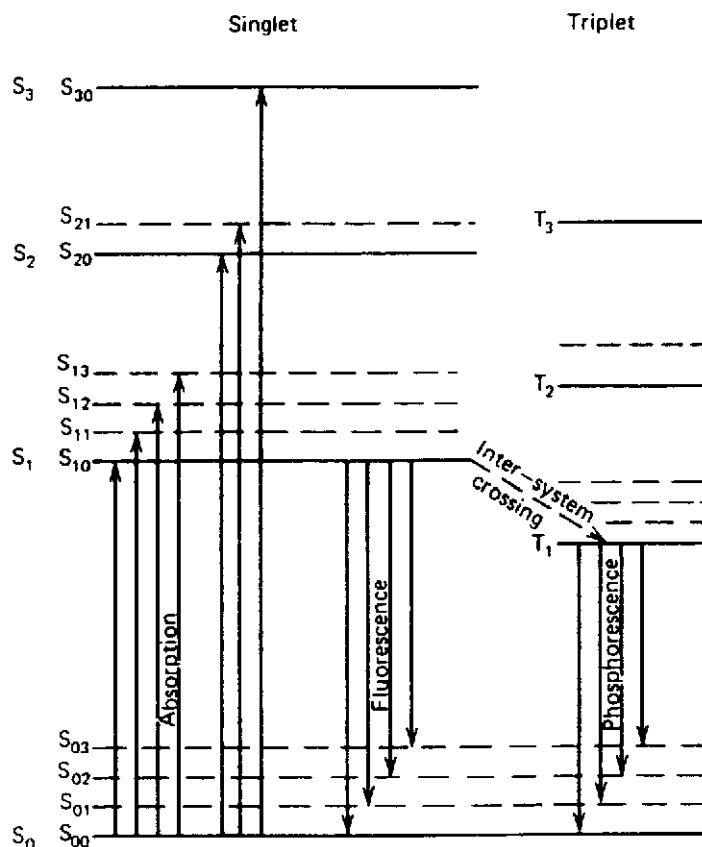


Fig.2.4 : Absorption et émission de lumière par un composé aromatique, correspondant à des transitions entre états moléculaires.

2.3.1. Scintillateurs liquides :

Il s'agit d'une solution d'un scintillateur organique (quelques g/l) dans un solvant liquide

Ex : BIBUQ dans toluène (très rapide), NE213

L'énergie absorbée dans le solvant majoritaire est transférée (efficacement) au soluté qui est responsable de la fluorescence. Le transfert peut se faire sous forme d'émission de lumière par le composé primaire, absorption par le soluté et réémission à plus grande longueur d'onde. Dans certains cas, le composé primaire ne fluoresce pas, et le transfert d'énergie du solvant au soluté se fait via les vibrations moléculaires.

2.3.2. Scintillateurs Plastiques :

En général on a un polymère de base comme solvant et deux solutés

Les solvants plastiques les plus courants sont le polyvinyltoluène (PVT) et le polystyrène (PS). Les courbes d'absorption et d'émission de ces deux solvants sont données fig.2.5

On utilise aussi comme solvant le polyméthyl méthacrylate (PMMA) qui est non scintillant.

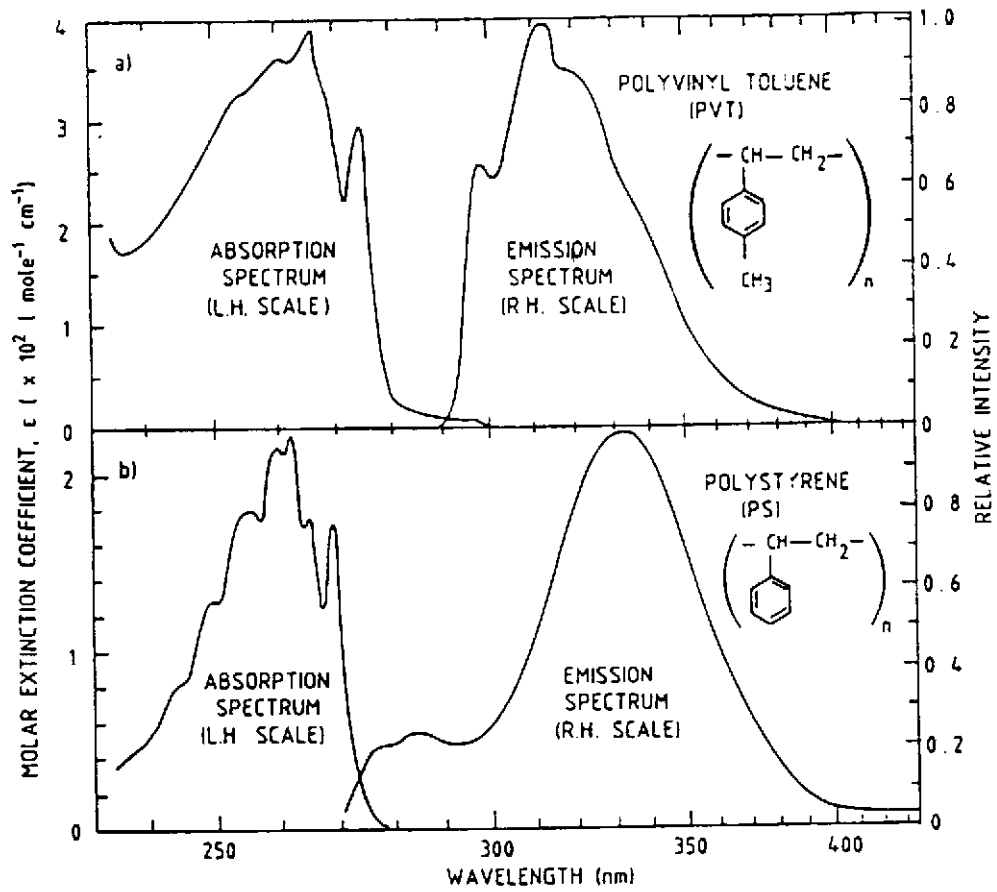


Fig.2.5 : Spectre d'absorption et d'émission pour le PVT et le PS

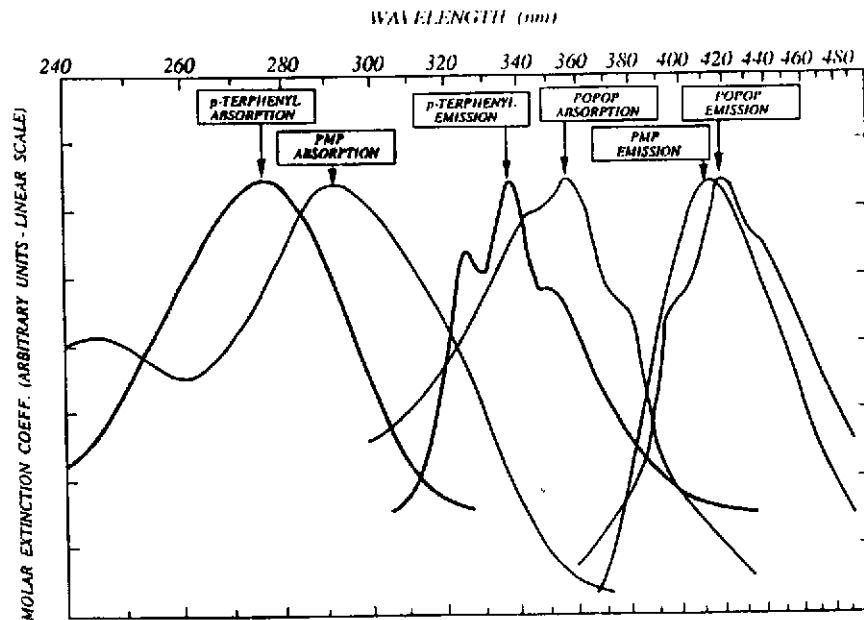


Fig.2.6 : Spectres d'absorption et d'émission de PMP, p-terphényl, et POPOP

Le 1^{er} soluté peut être le p-therphényl (≈ 10 g/l)

Le 2^{eme} soluté (qqes % du 1^{er} soluté) joue le rôle de wavelenghtshifter, i.e. déplace la longueur d'onde d'émission vers les plus grandes valeurs et accroît ainsi le décalage entre la longueur d'onde d'absorption du composé primaire et la longueur d'onde d'émission (fig.2.6), d'où :

- accroissement de l'efficacité de luminescence
- diminution de la self-absorption
- accord des longueurs d'onde d'émission avec la fenêtre de transparence de la photocathode du PM.

Exemple : NE102A (PVT + 2% p-therphényl + 0.1% POPOP)

PS + PMT (1-phényl-3-mésityl-2-pyrazoline) sans soluté intermédiaire

Le tableau 2.1 résume les propriétés des scintillateurs organiques

	Relative light output	λ_{\max} emission (nm)	Decay time (ns)	Density (g/cm ³)
<i>Organic crystals</i>				
Anthracene	100	448	22	1.25
Trans-stilbene	75	384	4.5	1.16
Naphthalene	32	330-348	76-96	1.03
<i>p,p'</i> -Quarterphenyl	94	437	7.5	1.20
<i>Primary activators</i>				
2,5-Diphenyl-oxazole (PPO)	75	360-416	5 ^a	
2-Phenyl-5-(4-biphenyl)-1,3,4-oxadiazole (PBD)	96	360-5		
4,4''-Bis(2-butyl-octyloxy)- <i>p</i> -quaterphenyl (BIBUQ)	60	365,393	1.30 ^b	

^a 4g/l in xylene.

^b 65 g/l in toluene.

Wavelength shifters

		λ_{abs} (nm)	λ_{emis} (nm)
POPOP	1,4-di-(2-(5-phenyl-oxazolyl))benzene	360	415-420
BBQ		382-430	500-505
BBOT	2,5-bis(5-tert-butylbenzoxazolyl(2'))thiophene	375-398	432
Dimethyl-POPOP	1,4-di-(2-(4-methyl-5-phenyl-oxazolyl))benzene	370	425-430
bis-MSB	<i>p</i> -bis(<i>o</i> -methylstyryl)benzene	367	416-425

Tableau 2.1 : Propriétés des composants de scintillateurs organiques

2.4. SCINTILLATEURS INORGANIQUES

Les scintillateurs inorganiques se présentent pour la plupart sous forme cristalline : ce sont des isolants avec un gap de ~ 5 eV entre bande de valence et bande de conduction. La luminescence des scintillateurs inorganiques est souvent due à la présence d'impuretés ou de défauts dans le réseau cristallin : ainsi les halogénures alcalins dopés au thallium NaI(Tl), CsI(Tl). On remarque que l'émission de lumière est caractéristique de l'impureté et on peut varier la longueur d'onde d'émission en variant l'impureté (fig.2.7).

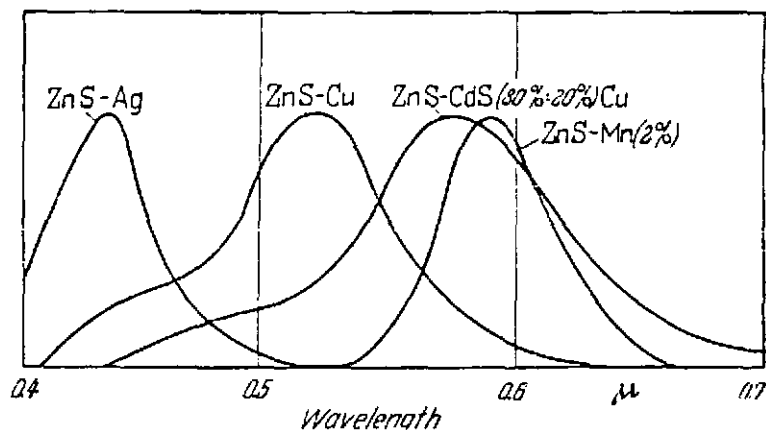


Fig.2.7 : Spectre d'émission de ZnS avec différentes impuretés

Cependant des matériaux inorganiques fluorescent sans adjonction d'impuretés dans le cristal, tels ZnS, BaF₂, Bi₄Ge₃O₁₂ (BGO)...

En général la période de fluorescence est longue (de 0.1 à 1 μ s), et il existe de la phosphorescence dans certains cas (jusqu'à la ms dans NaI(Tl)).

Un des avantages des scintillateurs inorganiques est leur densité élevée (bonne absorption des rayonnements) et leur Z élevé (effet photoélectrique important).

Parmi les inconvénients, ils sont parfois hygroscopiques (NaI(Tl)), et la plupart chers.

Le rendement de fluorescence représente la proportion d'énergie émise sous forme de rayonnement rapportée à la quantité d'énergie déposée dans le cristal. le transfert de l'énergie déposée dans le cristal vers les centres de luminescence peut se faire sous forme radiative, mais le plus souvent, le passage de la particule primaire dans le cristal va promouvoir des électrons dans la bande de conduction du cristal (et des trous dans la bande de valence) et ce sont ces électrons (trous) qui vont exciter le centre de luminescence (fig.2.8). Notons qu'à côté des électrons dans la bande de conduction et des trous dans la bande de valence, libres de se déplacer indépendamment les uns des autres dans le cristal, existent des couples électron-trou qui se déplacent ensemble, dans le cas où l'énergie conférée à l'électron ne lui permet pas de franchir le gap : on a dans ce cas affaire à des excitons.

Les niveaux d'énergie du centre de luminescence sont perturbés par le réseau cristallin. D'autre part, la position d'équilibre du centre dépend de son état, auquel il convient d'ajouter les niveaux d'énergie vibrationnels du centre dans le réseau (fig.2.9). Si bien que la longueur d'onde d'absorption diffère de la longueur d'onde d'émission (décalage de Stokes). L'élargissement en bandes d'absorption et d'émission peut donner lieu à un

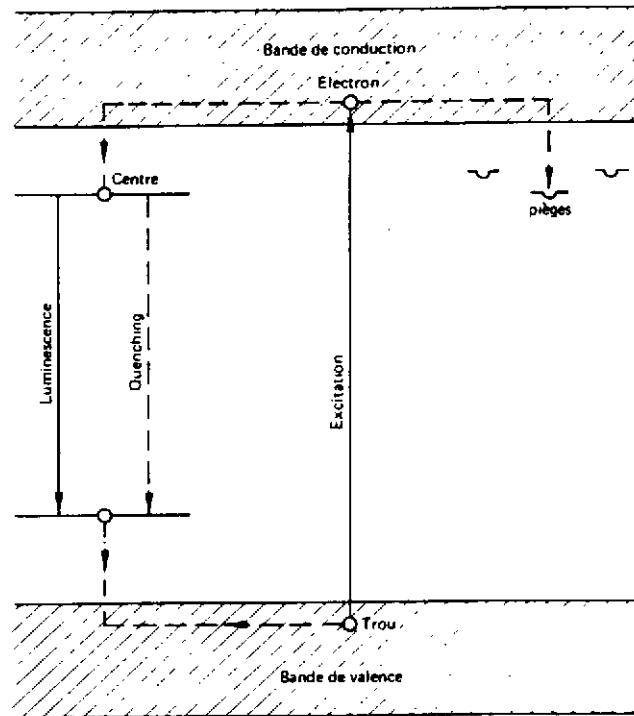


Fig.2.8 : Structure en bandes avec centre de luminescence

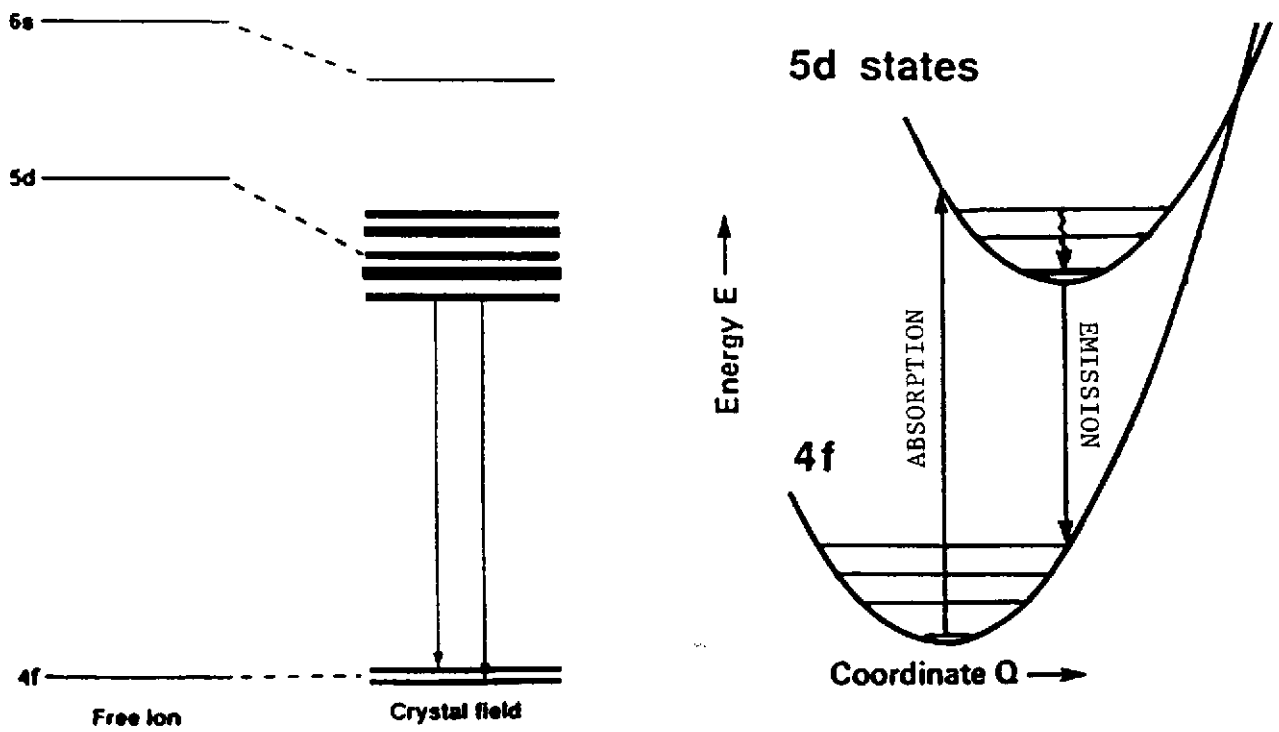


Fig.2.9 : Niveaux d'énergie de Ce^{3+} dans CeF_3 *

* M.A. Schneegans, LAPP.EXP.93.07

recouvrement des bandes qui provoque de la self-absorption et réduit la transparence du cristal à sa propre lumière (ex : ZnS). Dans certains cas, le retour vers l'état fondamental peut se faire sans émission de lumière mais par transfert d'énergie de vibration (quenching).

Le tableau 2.2 résume les propriétés des scintillateurs inorganiques les plus couramment utilisés*.

	CeF ₃	BaF ₂	BGO	CsF	CsI	CsI(Tl)	NaI(Tl)
Density [g/cm ³]	6.16	4.9	7.13	4.64	4.53	4.53	3.67
Absorption length (1/e in cm, at 511 keV)	1.9	2.3	1.1	2.3	1.8	1.8	2.9
Radiation length [cm]	1.7	2.1	1.1	2.0	1.86	1.86	2.6
Decay constant [ns]							
short	≈ 5	0.6	300	2.8	≈ 10, 36	> 1000	230
long	30	620		4.4	> 1000		150 [ms]
Peak emission [nm]							
short	310	220	480	390	300	550	415
long	340	310			> 400		
Index of refraction (at peak emission)	1.68	1.56	2.15	1.48	1.8	1.8	1.85
Light yield (NaI(Tl) ≈ 100)	4-5	5 16	7-10	6	3.7	85	100
Hygroscopic	no	slight	no	very	slight	slight	yes

Tableau 2.2 : Propriétés des principaux scintillateurs inorganiques

• **NaI(Tl)** : C'est le premier scintillateur inorganique employé avec un tube photomultiplicateur (Hofsdatter, 1948) et il sert toujours de référence aux autres scintillateurs.

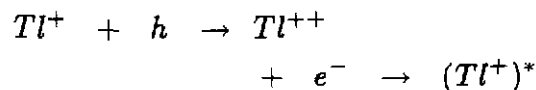
La luminescence de NaI(Tl) est caractéristique de l'ion Tl⁺ dans le cristal NaI. Le rendement de luminescence (~13%) est optimum pour une concentration en Tl de 10⁻³ mole/mole

L'énergie du photon de luminescence est $h\nu \sim 3$ eV soit la longueur d'onde $\lambda \sim 430$ nm.

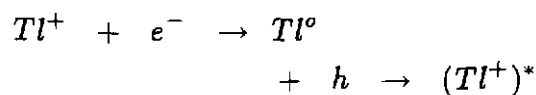
Le rendement de fluorescence est d'environ 13% soit 43000 photons/MeV ou encore ~ 23 eV/photon

Le processus principaux d'excitation de l'ion Tl⁺ dans NaI(Tl) sont les suivants :

a) rapide ($\leq 10^{-9}$ s)

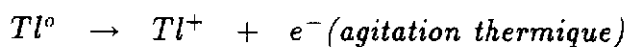
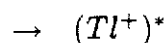
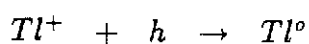


b) lent (10-100 ns)

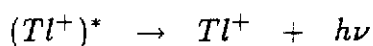


* D.F. Anderson, NIM A287(1990)606

c) lent ($\simeq 0.35\mu s$)



La LUMINESCENCE procède suivant :



le photon étant émis avec la période principale $T_{1/2} \sim 230ns$ (fig.2.10). 80% de l'intensité lumineuse est émise en $1\mu s$

Mais il y a de la PHOSPHORESCENCE pouvant persister jusqu'à 150 ms !

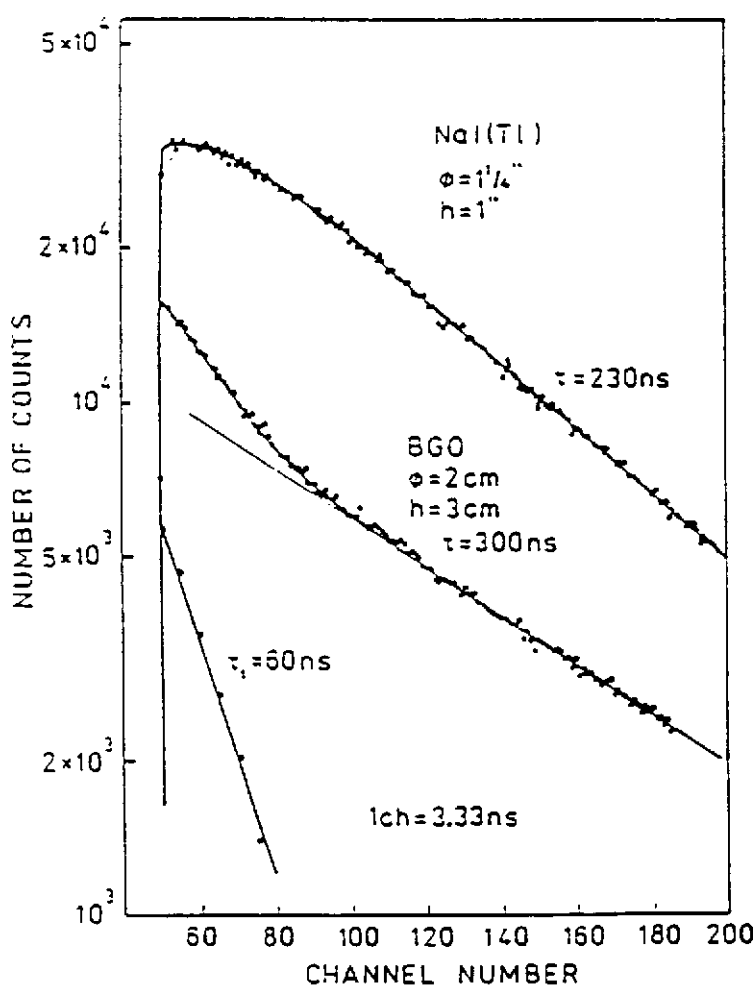


Fig.2.10 : Emission de lumière par NaI(Tl) et BGO

•**BGO** : L'intérêt de ce scintillateur réside dans sa densité élevée associée à la présence d'élément de Z grand (Bi).

La luminescence du cristal $Bi_4Ge_3O_{12}$ est caractéristique de l'ion Bi^{3+} . BGO possède le plus grand décalage de Stokes des principaux scintillateurs inorganiques utilisés (fig.2.11).

L'efficacité de scintillation de BGO est d'environ 10% de celle de NaI(Tl) soit ~ 230 eV/photon

Il existe une composante rapide ($T_{1/2} \sim 60$ ns) représentant $\sim 10\%$ de l'intensité lumineuse totale. Une composante lente ($T_{1/2} \sim 300$ ns) représente $\sim 90\%$ de l'intensité lumineuse (fig.2.10).

Il n'existe PAS DE PHOSPHORESCENCE

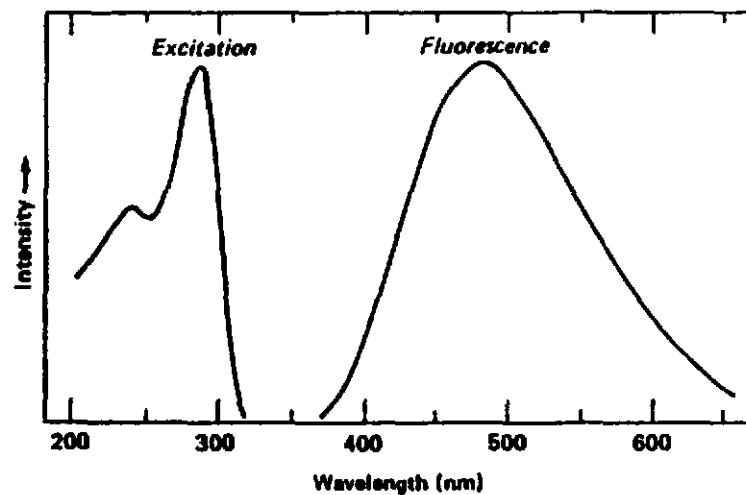


Fig.2.11 Bandes d'excitation et d'émission de BGO

•**BaF₂** : Son efficacité de scintillation est d'environ 10% de celle de NaI(Tl) soit ~ 230 eV/photon

Le grand intérêt de ce scintillateur est l'existence d'une composante très rapide ($T_{1/2} \sim 0.6$ ns) de la luminescence à $\lambda \simeq 220$ nm (UV) : il pourrait s'agir d'une transition radiative d'électrons de la bande de valence vers un état (5p) du cation Ba^{++} . Cette composante rapide représente *sim* 20% de l'intensité lumineuse totale (fig.2.12).

La composante lente ($T_{1/2} \sim 620$ ns) correspond à $\lambda \sim 310$ nm : elle serait due à une annihilation radiative d'excitons. La proportion entre les deux composantes dépend aussi de la nature de la particule ionisante interagissant dans le milieu.

BaF₂ ne présente PAS DE PHOSPHORESCENCE.

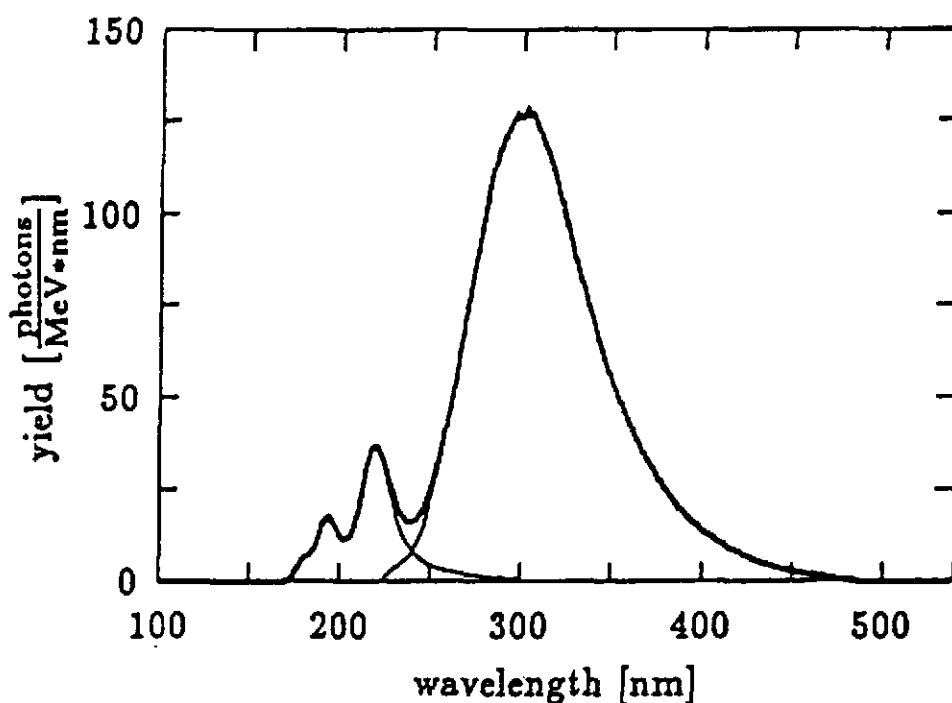


Fig.2.12 : Emission de lumière par BaF_2 excité par rayons X

•**CsI(Tl)** : L'efficacité de luminescence est $\sim 80\%$ de celle de NaI(Tl)

La longueur d'onde d'émission de CsI(Tl) est scentrée à ~ 550 nm, bien adaptée à une analyse par photodiode (fig.2.13)

La décroissance de la luminescence $\simeq 850$ ns (e^-)

Suivant le type de particules interagissant dans la scintillateur, on observe des proportions variables de composantes se décroissance (ex : pour des α , on a une composante "rapide" (~ 240 ns) et lente (~ 700 ns))(fig.2.13)

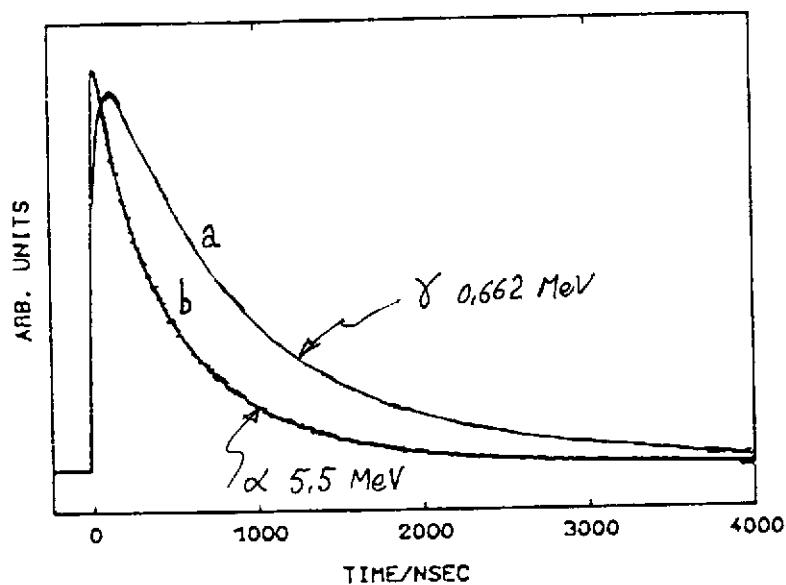


Fig.2.13 : Scintillation de CsI(Tl) après excitation par γ et par α .

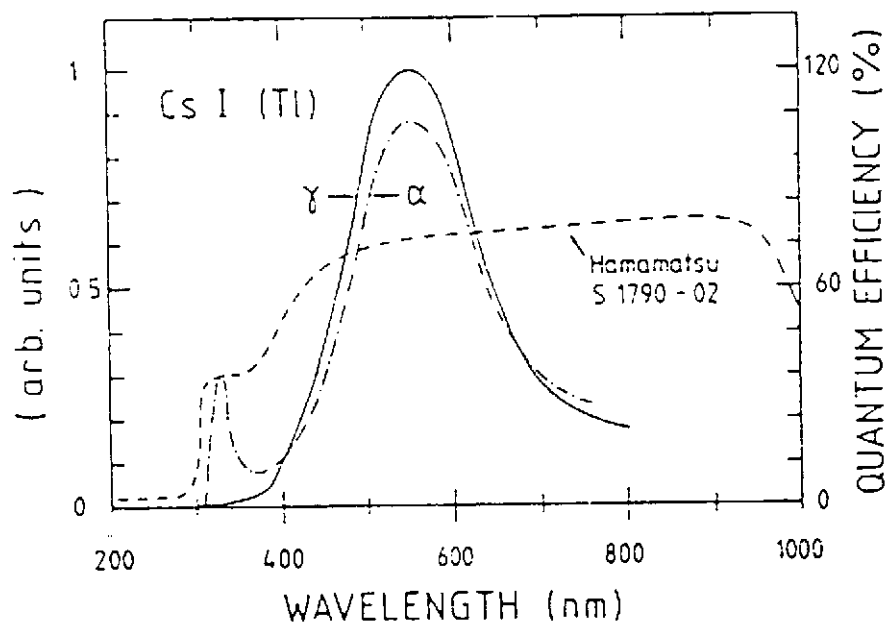


Fig.2.14 : Spectre d'émission de CsI(Tl) excité par γ et α et efficacité quantique d'une photodiode

2.5. INTERFACE LUMIERE-COURANT

L'oeil fut le premier détecteur de la lumière émise par un scintillateur fluorescent sous l'action de rayonnements ionisants (Roentgen, 1895). Mais au delà de 15 flashes lumineux par seconde, l'oeil est incapable de suivre la cadence, et de plus incapable d'analyser l'intensité lumineuse. C'est le couplage d'un tube photomultiplicateur (PM) avec un scintillateur (1947) qui permet de compter jusqu'à 10^6 flashes par seconde et d'analyser l'intensité du signal lumineux. Plus récemment ont été utilisées les photodiodes et les caméras CCD, ces derniers capteurs étant néanmoins beaucoup plus lents que les PM.

2.5.1. Tube Photomultiplicateur

Le tube photomultiplicateur est un tube à vide dont la fenêtre d'entrée (**photocathode**) convertit les photons (visibles en général) en électrons par effet photoélectrique (fig.2.15)

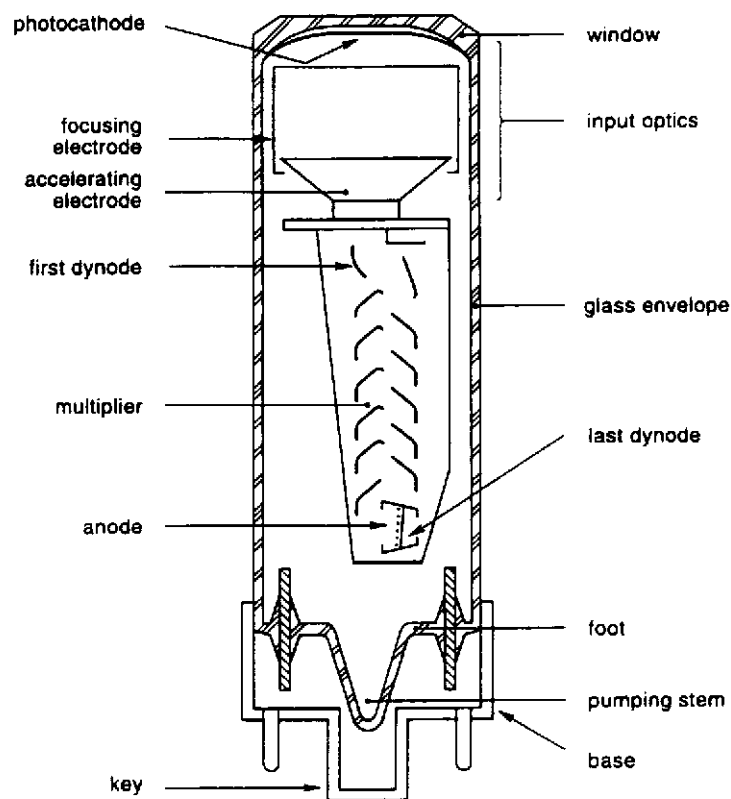


Fig.2.15 : Schéma de principe d'un tube photomultiplicateur

L'énergie de l'électron émis par la photocathode est

$$E_e = h\nu - \Phi$$

avec $h\nu \sim 3eV$ et $\Phi =$ travail de sortie (minimum pour les alcalins). L'électron doit atteindre la surface interne de la photocathode et pouvoir sortir ! On choisit un matériau isolant ou semi-conducteur, en général, semi-conducteur car le gap en énergie de sortie est plus faible, avec une affinité électronique faible ou négative (ex : GaP)

On appelle **efficacité quantique** à la longueur d'onde λ la quantité

$$\eta(\lambda) = \frac{nb \text{ photoélectrons émis}}{nb \text{ photons incidents}}$$

La figure 2.16 représente l'efficacité quantique de différentes photocathodes. La coupure aux grandes longueurs d'onde est due à la trop faible énergie conférée à l'électron par le photon. La coupure vers l'ultra-violet provient de la nature de la fenêtre d'entrée du PM, en particulier le verre coupe les UV et il est nécessaire de prévoir une fenêtre d'entrée en quartz par exemple pour éviter la coupure UV.

On appelle **sensibilité photo-cathodique** à la longueur d'onde λ la quantité

$$E(\lambda) = \frac{\eta(\lambda)e}{h\nu}$$

ou

$$E(\lambda) = \lambda\eta(\lambda) \frac{e}{hc} = \frac{\lambda\eta(\lambda)}{1240} \text{ A/W}$$

avec λ en nm

Ex: photocathode bialcaline Sb-K-Cs

$\lambda \simeq 420 \text{ nm}$ et $\eta(420 \text{ nm}) \simeq 20\%$

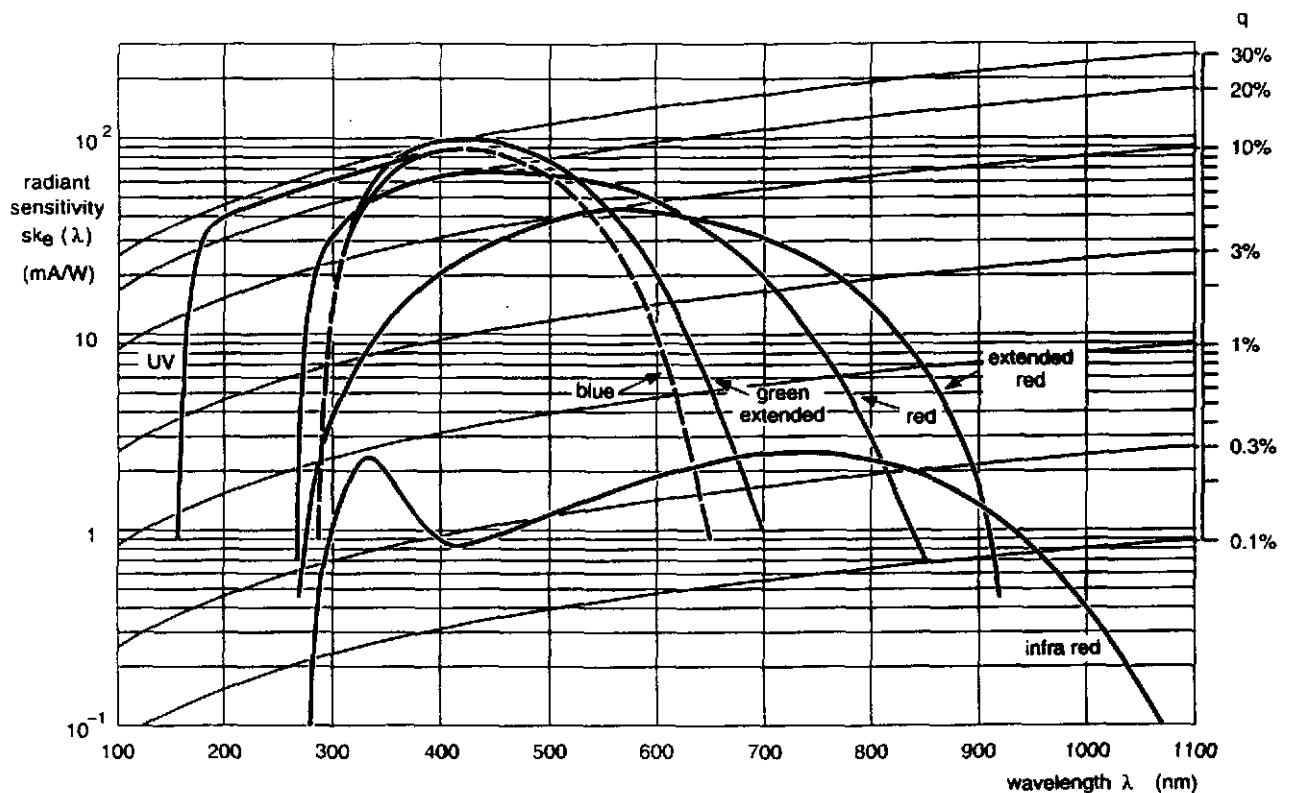


Fig.2.16 : Efficacité quantique (q) pour différentes photocathodes

Les électrons émis par la photocathode sont ensuite accélérés (sous une ddp de $\sim 200 \text{ V}$) et focalisés sur la première électrode du multiplicateur d'électrons composé de 8 à 14 électrodes (**dynodes**). Le processus de multiplication tire parti de l'émission secondaire d'électrons : L'électron primaire transfère son énergie à plusieurs électrons du milieu qui doivent atteindre la surface de la dynode et sortir. Ces électrons sont à leur tour accélérés (avec une ddp de $\sim 100 \text{ V}$) vers la dynode suivante et multipliés...

Contrairement à la photocathode, les dynodes sont constituées de matériaux conducteurs. En fait, le matériau émissif est déposé sur un conducteur.

Un PM avec n dynodes et une émission secondaire δ par étage aura un gain $G = \delta^n$
 On a $\delta = Av^\alpha$ avec $A = cte$, $v = ddp$ interdynode et $\alpha = 0.7$ à 0.8 suivant le matériau émissif.

D'où

$$G = \delta^n = (Av^\alpha)^n$$

$$= \left[A \left(\frac{V}{n+1} \right)^\alpha \right]^n$$

$$= KV^{n\alpha}$$

avec $V = ddp$ cathode-anode, et $K = cte$

Le gain G est très sensible aux fluctuations de V

$$\frac{dG}{G} \simeq 0.75n \frac{dV}{V}$$

Il est nécessaire de stabiliser les ddp interdynodes même lorsqu'on a un fort courant d'électrons dans les derniers étages du PM. Pour n dynodes de facteur de multiplication moyen $\bar{\delta}$, le gain moyen du PM est

$$\bar{G} = \bar{\delta}^n$$

Lorsque le courant de cathode $I_k = 0$, alors les ddp interdynodes sont fixées par V_s et les résistances R_i dans le pont d'alimentation des dynodes (fig.2.17)

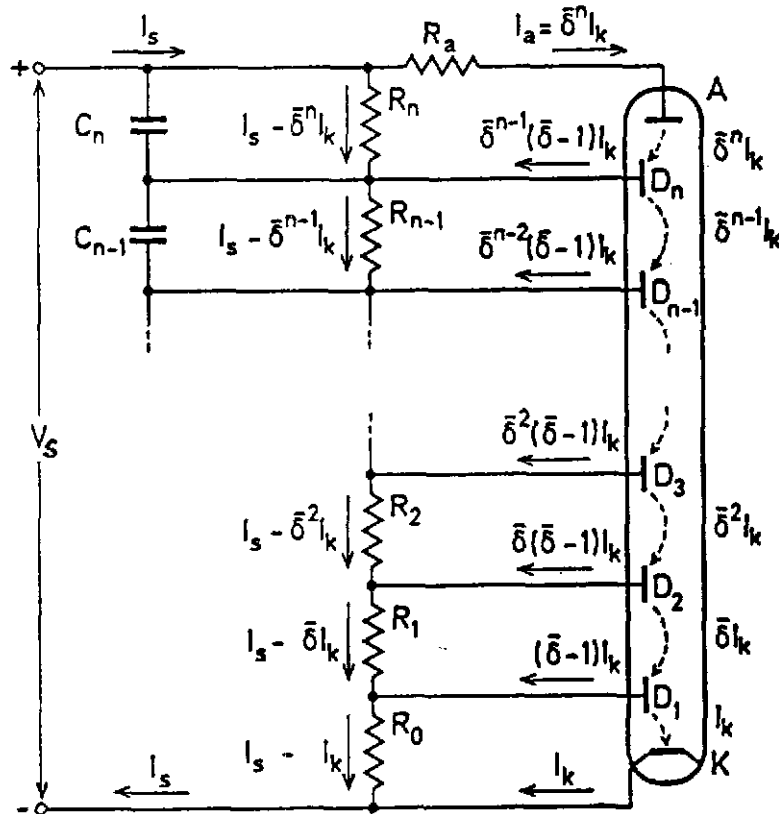


Fig.2.17 : Courants dans un PM et son pont d'alimentation

Lorsque $I_k \neq 0$ il y a variation des ddp interdynodes et

$$\frac{\Delta \bar{G}}{\bar{G}} = \frac{\bar{\delta}^n I_k}{I_s} \left(1 - \frac{1}{n+1} \frac{\bar{\delta}}{\bar{\delta}-1} \right)$$

La variation relative du gain est proportionnelle à I_a/I_s où $I_a = \bar{\delta}^n I_k$ représente le courant d'anode.

Le gain du PM sera stable pour $I_s \gg I_a$, soit $R_a I_a \ll R_n I_s$

Les ddp entre les dernières dynodes sont bloquées par les capas C_n, C_{n-1}, \dots

2.5.2. Signal du tube photomultiplicateur

Un tube photomultiplicateur est un générateur de courant (fig.2.18)

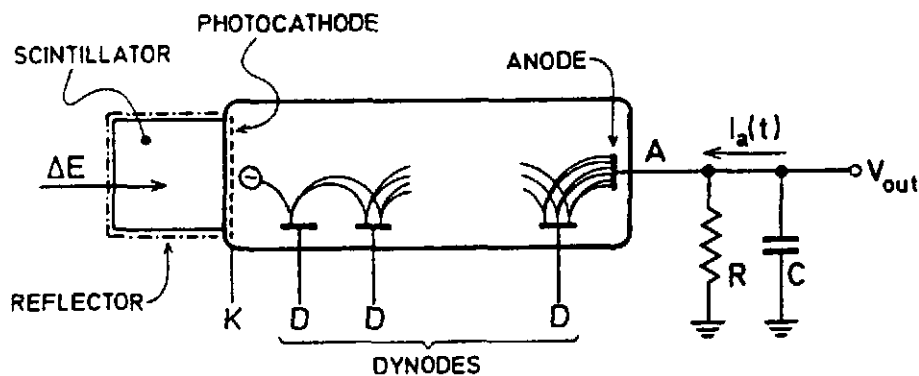


Fig.2.18 : Principe de fonctionnement d'un PM couplé à un scintillateur

Si R est la résistance de charge et C la somme des capas parasites, on définit la fréquence de coupure

$$f_c = \frac{1}{2\pi RC}$$

On choisira R aussi petit que possible pour le cas où la réponse en fréquence est importante (timing)

L'adaptation d'impédance entre le PM est la suite du circuit électronique est indispensable pour éviter toute réflexion du signal. En général les cables de connexion ayant une impédance caractéristique de 50Ω , on adaptera sur 50Ω (fig.2.19)

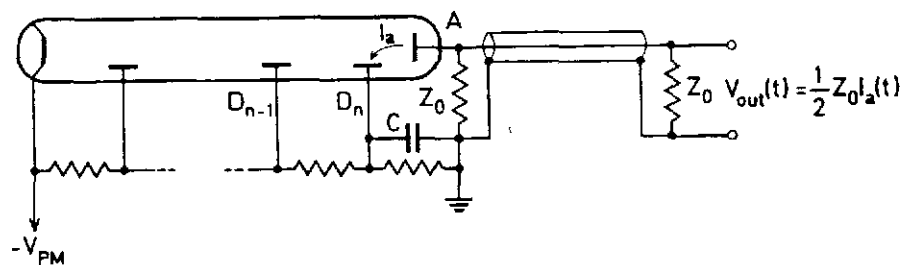


Fig.2.19 : Adaptation d'impédance

Pour un scintillateur qui possède une seule composante de luminescence τ_L , pour N

photoélectrons émis par la photocathode, on a à la sortie du PM le courant d'anode

$$I(t) \simeq \frac{GNe}{\tau_L} \exp\left(-\frac{t}{\tau_L}\right)$$

or $I(t)$ se répartit dans le circuit RC , d'où

$$I(t) = \frac{V}{R} + C \frac{dV}{dt}$$

avec V ddp aux bornes de R , soit

$$V(t) = -\frac{GNeR}{\tau - \tau_L} (e^{-t/\tau_L} - e^{-t/\tau}) \quad \text{si } \tau \neq \tau_L$$

$$V(t) = \frac{GNeR}{\tau_L^2} t e^{-t/\tau_L} \quad \text{si } \tau = \tau_L$$

avec $\tau = RC$

Les variations relatives de $V(t)$ sont représentées sur la figure 2.20

Dans le cas où $\tau \ll \tau_L$, on fonctionne en mode courant. Dans ce cas, on polarisera le PM avec l'anode à la masse de manière à éviter la capacité de découplage en sortie d'anode.

Dans le cas où $\tau \gg \tau_L$, on est en mode tension (intégration par C)

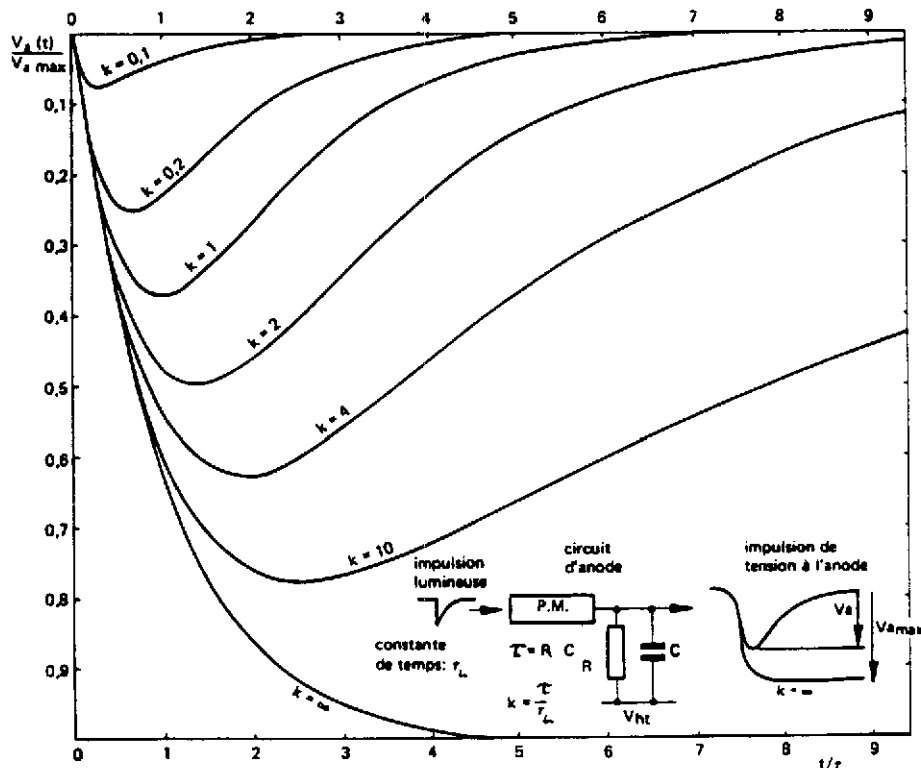


Fig.2.20 : Variations de $V(t)/V_{Max}$ en fonction de t/τ_L pour différentes valeurs du paramètre $k = RC/\tau_L$

2.5.3. Photodiode

L'utilisation de photodiodes comme interface lumière-courant peut offrir dans certains cas une alternative aux PM. Il s'agit d'une jonction pn (voir §3) réalisée à partir de Si de haute résistivité. Les photons incidents transfèrent leur énergie à des électrons par effet photoélectrique, lesquels électrons vont créer des paires électrons-trous dans la zone de déplétion de la jonction, le nombre de paires étant proportionnel à l'énergie de l'électron primaire, donc du photon initial. Le déplacement des charges, sous l'action du champ électrique régnant dans la zone déplétée, donne lieu à un courant qui constitue le signal (fig.2.21)

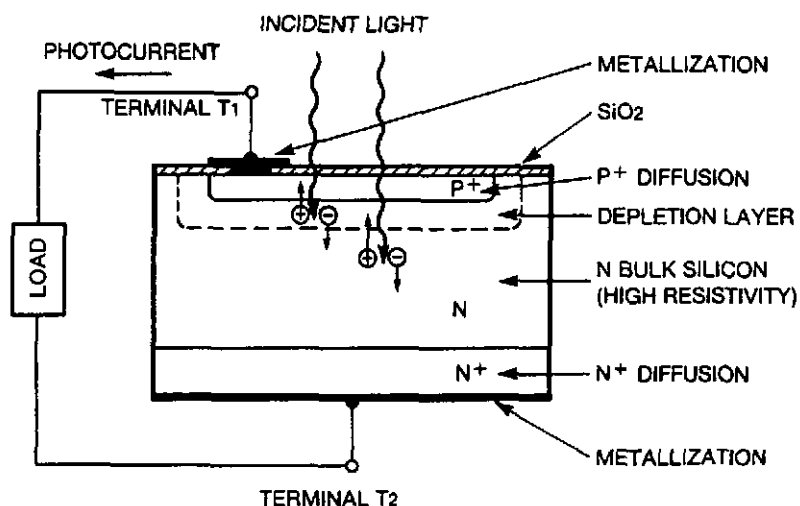


Fig.2.21 : Schéma de principe d'une photodiode

Les avantages et inconvénients comparés des PM et des photodiodes sont donnés dans le tableau 2.3. Parmi les avantages des photodiodes, on notera le faible encombrement (~ 2 mm d'épaisseur), la faible consommation de puissance, et l'insensibilité au champ magnétique. Cependant les dimensions de détection sont limitées à 30×30 mm² et la faible amplitude du signal nécessite un préamplificateur à très bas bruit. De plus la réponse temporelle assez lente des photodiodes limite les taux de comptage.

L'efficacité quantique des photodiodes est importante ($\sim 80\%$) entre 500 et 1000 nm (fig.2.22). Ce type de capteur est bien adapté à l'émission lumineuse de CsI(Tl).

Item	PM	Photodiode
Technical experience	yes	no
Sensitive area	round, any diameter	any shape, < 3 cm ²
<Quantum efficiency>	12%	60%
Internal amplification	yes	no
Stabilized HT	yes	not necessary
Post amplification	simple (not necessary)	high-quality amplifier necessary
Noise equivalent r.m.s. error	~20-50 keV	1.15 MeV for described test possible ^{a1}
Typical dynamical range	10 ⁴	10 ⁸⁻¹¹
Short-term stability	1(.3)% ^{b1}	<0.01%
Long-term stability	1(.3)% ^{b1}	<0.1%
Temperature coefficient	<0.2%/°C	<0.2%/°C
Rise time	5-50 ns	> 100 ns (area dep.)
Rate	high	low
Size (height)	> 6 cm ^{c1}	< 1 cm
Magn. shield	complicated, impossible for high fields	unnecessary
Noise immunity	high	low
Price	> US\$ 50	US\$ 10
Price of amplifier	US\$ 5	US\$ 15
Accidental light damage	possible	no
No. of photoelectrons for passing tracks	few tens ^{d1}	~ 100/μm depletion layer

^{a1} Special preamplifiers required.

^{b1} For selected high stability PMs.

^{c1} Hamamatsu R 1569X.

^{d1} Due to Cherenkov light in glass window.

Tableau 2.3 : Comparaison des performances des PM et photodiodes *

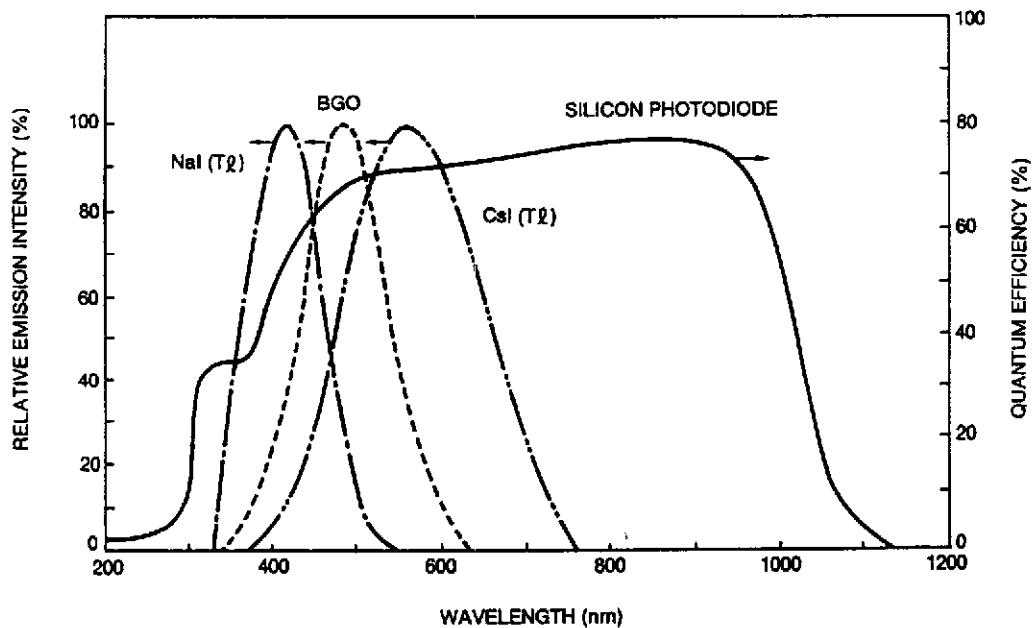


Fig.2.22 : Efficacité quantique d'une photodiode et émissions lumineuses de divers scintillateurs

* G. Blamar et al., NIM 203(1982)213

3- DETECTEURS A SEMICONDUCTEUR

C'est peu après la découverte du transistor à pointe avec un cristal Ge par J. Bardeen et W. Brattain en 1947 que K.G. Mac Kay réalisa la première détection nucléaire (des particules α) avec une jonction à pointe au Ge (1949). Deux ans plus tard, le même Mc Kay réalisa le premier détecteur à jonction pn avec une région sensible de $5 \mu \times 1 \text{ mm}$. Les jonctions métal-semiconducteur donnèrent naissance aux détecteurs à barrière de surface Au-Si qui permirent d'atteindre des épaisseurs de plusieurs mm et des surfaces jusqu'à 40 cm^2 . La détection des γ nécessitent des volumes plus importants qui sont aujourd'hui obtenus avec des cristaux de Ge hyperpurs pouvant atteindre 300 cm^3 .

Un détecteur à semiconducteur est une chambre d'ionisation solide : les charges créés par un rayonnement ionisant sont séparées sous l'action d'un champ électrique et le courant induit mesuré.

3.1. CARACTERISTIQUES DES SEMICONDUCTEURS.

Les semiconducteurs les plus utilisés (Si, Ge) sont des éléments tétravalents. Leur conductivité (ou leur résistivité) est située entre celle des conducteurs et celle des isolants (fig.3.1). De même, le gap entre bandes de valence et bande de conduction dans le cas d'un cristal semiconducteur ($\sim 1 \text{ eV}$) est intermédiaire entre celui des conducteurs (0) et celui des isolants ($\sim 6 \text{ eV}$).

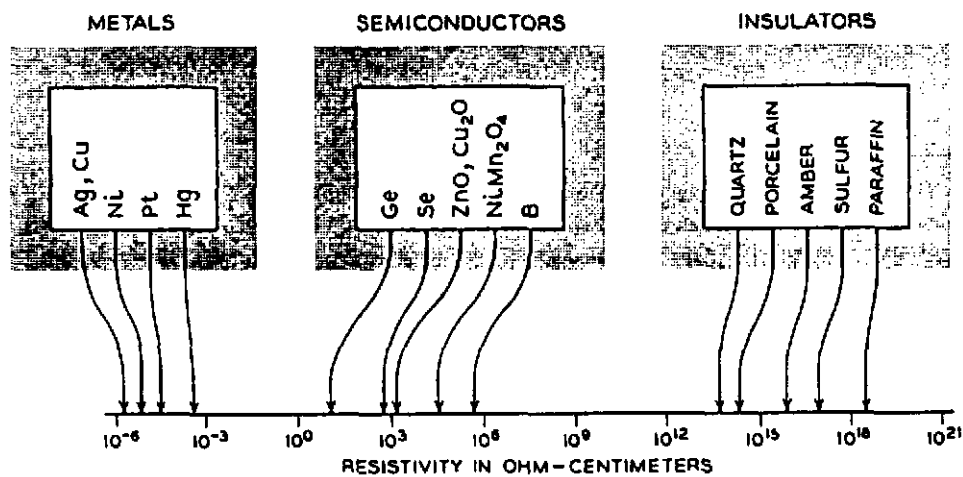


Fig.3.1 : Résistivité de différents matériaux classés en métaux, semiconducteurs, isolants

Le tableau 3.1 résume les propriétés des semiconducteurs Si et Ge.

Les porteurs de charges dans un semiconducteur sont les électrons dans la bande de conduction et les trous dans la bande de valence. Dans un **semiconducteur intrinsèque** la concentration d'électrons est égale à la concentration de trous.

La présence d'impuretés de substitution, trivalentes ou pentavalentes, dans le cristal favorise la création de porteurs car l'ionisation des impuretés est plus aisée (fig.3.2). L'énergie d'ionisation des impuretés est du même ordre que l'énergie d'agitation thermique ($kT = 0,025 \text{ eV}$ à température ambiante). Les impuretés trivalentes acceptent un électron (et

donc créent un trou) alors que les impuretés pentavalentes donnent leur électron. A ces deux types d'impuretés sont associés des niveaux donneurs et accepteurs entre bande de valence et bande de conduction. L'adjonction volontaire d'impuretés dans le cristal (dopage) favorise les porteurs d'un certain type : électrons (dopage n), trous (dopage p). On parle alors de **semiconducteur de type n** ou de **type p** respectivement.

	Si	Ge
Atomic number	14	32
Atomic weight	28.09	72.60
Stable isotope mass numbers	28-29-30	70-72-73-74-76
Density (300 K); g/cm ³	2.33	5.32
Atoms/cm ³	4.96×10^{22}	4.41×10^{22}
Dielectric constant	12	16
Forbidden energy gap (300 K); eV	1.115	0.665
Forbidden energy gap (0 K); eV	1.165	0.746
Intrinsic carrier density (300 K); cm ⁻³	1.5×10^{10}	2.4×10^{13}
Intrinsic resistivity (300 K); $\Omega \cdot \text{cm}$	2.3×10^5	47
Electron mobility (300 K); cm ² /V · s	1350	3900
Hole mobility (300 K); cm ² /V · s	480	1900
Electron mobility (77 K); cm ² /V · s	2.1×10^4	3.6×10^4
Hole mobility (77 K); cm ² /V · s	1.1×10^4	4.2×10^4
Energy per electron-hole pair (300 K); eV	3.62	
Energy per electron-hole pair (77 K); eV	3.76	2.96

Tableau 3.1 : Propriétés de Si et Ge intrinsèques

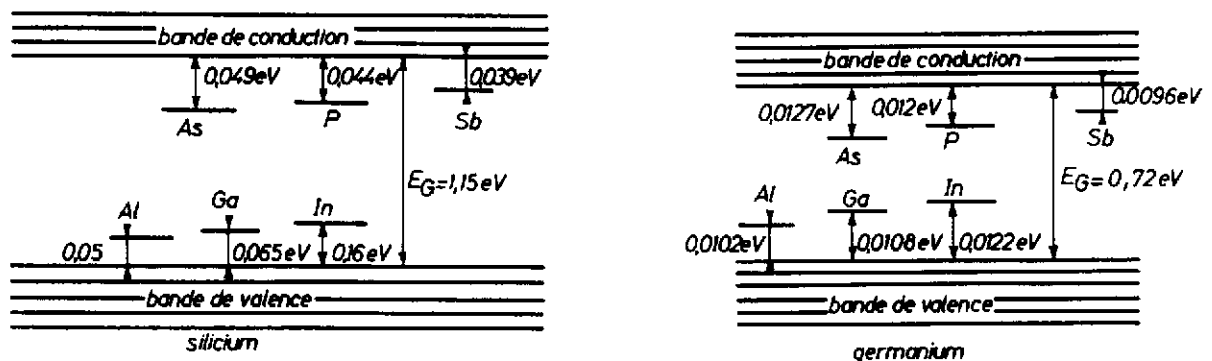


Fig.3.2 : Niveaux accepteurs (Al, Ga, In) et niveaux donneurs (As, P, Sb) dans les cristaux de Silicium et Germanium.

Si on note N_A , N_D les concentrations d'accepteurs et de donneurs, n_a , n_d les concentrations d'accepteurs non ionisés et de donneurs non ionisés, n et p les concentrations de porteurs de charges négatives et positives, alors l'équilibre électrique du semiconducteur s'écrit

$$N_D - n_d + p = N_A - n_a + n$$

Pour un semiconducteur intrinsèque, on a $N_A = N_D = 0$ et

$$n = p = n_i = \sqrt{N_C N_V} \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right)$$

où

$$N_C = 2\left[\frac{2\pi m_n^* kT}{h^2}\right]^{3/2}, \quad N_V = 2\left[\frac{2\pi m_p^* kT}{h^2}\right]^{3/2}$$

représentent la densité d'états dans la bande de conduction et dans la bande de valence respectivement, $m_{n,p}^*$ étant les masses effectives des électrons et des trous. Pour Si à température ambiante, on a $N_C = 2.7 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ et $N_V = 1.2 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$.

Les semiconducteurs utilisés comme détecteurs contiennent le moins d'impuretés possible : le silicium qualité détecteur ou le germanium hyperpur atteignent la limite de purification soit 10^{10} impuretés par cm^3 , ou encore 10^{-6} ppm !

On parlera de **semiconducteur compensé** lorsque des impuretés de type n et de type p sont présentes et que $N_A = N_D$ ou tout au moins que $|N_A - N_D| < 10^{10}$. On utilise la diffusion de Lithium pour compenser des semiconducteurs de type p.

Pour un **semiconducteur extrinsèque** de type n, on a $N_A = n_a \sim 0$ et $N_D \sim n$. Dans le cas d'un semiconducteur de type p, on a $N_A \sim p$.

Dans tous les cas, on a la relation

$$np = n_i^2 = N_C N_V \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right) = \text{cte} \times T^3 \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right)$$

C'est-à-dire que quand n augmente, p diminue et vice versa. La densité intrinsèque de porteurs n_i est égale à $1.5 \times 10^{10} \text{ cm}^{-3}$ dans Si et $2.4 \times 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ dans Ge.

3.2. COURANTS

Il s'établit un courant de diffusion quand existe un gradient de la concentration d'un type de porteur. On aura une diffusion d'électrons et une diffusion de trous donnant les **courants de diffusion**

$$\vec{J}_n = eD_n \vec{\nabla} n \quad , \quad \vec{J}_p = -eD_p \vec{\nabla} p$$

Les coefficients de diffusion, D_n , D_p , sont reliés à la mobilité des porteurs de charge suivant

$$D_n = \frac{kT}{e} \mu_n \quad , \quad D_p = \frac{kT}{e} \mu_p$$

La durée de vie du porteur, τ , est définie par le temps mis avant recombinaison avec une impureté par diffusion. La longueur de diffusion, L , est défini par la relation $L = (D\tau)^{1/2}$

La mobilité des porteurs relie la vitesse moyenne des porteurs au champ électrique appliqué

$$\vec{v} = \mu \vec{E}$$

En tenant compte de la mobilité des électrons et des trous, on aura une densité de **courant de conduction** dans un semiconducteur intrinsèque (ou compensé)

$$J = en_i(\mu_n + \mu_p)E$$

On en déduit la conductivité du semiconducteur

$$\sigma = en_i(\mu_n + \mu_p)$$

Dans le cas de semiconducteurs dopés n ou p, on aura respectivement

$$\sigma_n = eN_D\mu_n \quad , \quad \sigma_p = eN_A\mu_p$$

La longueur de migration des porteurs dans un champ E est $\lambda = \tau\mu E$

3.3. LA JONCTION PN

On réalise une jonction pn lorsque deux zones de dopages différents sont en présence. A l'interface, il y a diffusion de porteurs de charges majoritaires d'une zone vers l'autre : les électrons de la zone n (de concentration n_n) diffusent vers la zone p, les trous de la zone p (de concentration p_p) diffusent vers la zone n. Ces zones initialement neutres, vont devenir chargées (fig.3.3) : une charge d'espace s'installe donnant naissance à un champ électrique qui va induire un courant de conduction des porteurs minoritaires (de concentrations n_p et p_n) . A l'équilibre thermique, le courant de diffusion des porteurs majoritaires est compensé par le courant de conduction des porteurs minoritaires. On a les relations :

$$i_{pp}^{\rightarrow} + i_{pn}^{\rightarrow} = 0 \quad , \quad i_{nn}^{\rightarrow} + i_{np}^{\rightarrow} = 0$$

soit

$$p\mu_p E = D_p \frac{dp}{dx} \quad , \quad n\mu_n E = D_n \frac{dn}{dx}$$

ou encore

$$Edx = \frac{D_p}{\mu_p} \frac{dp}{p} = \frac{D_n}{\mu_n} \frac{dn}{n}$$

On en déduit le potentiel de diffusion V_D par la relation

$$V_D = \frac{kT}{e} \ln \frac{p_p}{p_n} = \frac{kT}{e} \ln \frac{n_n}{n_p} = \frac{kT}{e} \ln \frac{N_A N_D}{n_i^2}$$

Il se crée ainsi une zone de transition désertée de porteurs libres (ou **zone déplétée**) où règne un champ électrique intense : par exemple pour $N_A = 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, $N_D = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, $n_i^2 = 10^{20} \text{ cm}^{-6}$, on obtient $V_D = 0.81 \text{ V}$ et $E_{Max} = 5 \text{ kV/cm}$.

La zone déplétée a une épaisseur $X = x_n + x_p$ avec une extension x_n dans la zone n, x_p dans la zone p. On a les relations

$$X = \left(\frac{2\epsilon V_D}{e} \frac{N_A + N_D}{N_A N_D} \right)^{1/2}$$

$$x_n N_D = x_p N_A$$

Par exemple, lorsque $N_A \gg N_D$ (cas de la jonction p^+n), $x_n \gg x_p$ et la zone déplétée est entièrement située du côté n.

Si on applique une ddp extérieure V à la jonction (fig.3.4), le potentiel au niveau de la zone de transition devient $V_B = V_D - V$ avec $V = V_{pn}$.

Quand $V_B > V_D$, la jonction est polarisée en inverse, la zone de déplétion augmente, et seuls les porteurs minoritaires peuvent diffuser d'une zone à l'autre.

Pour $V_B < V_D$, la zone de déplétion diminue, alors les porteurs majoritaires peuvent migrer : la jonction est polarisée dans le sens direct.

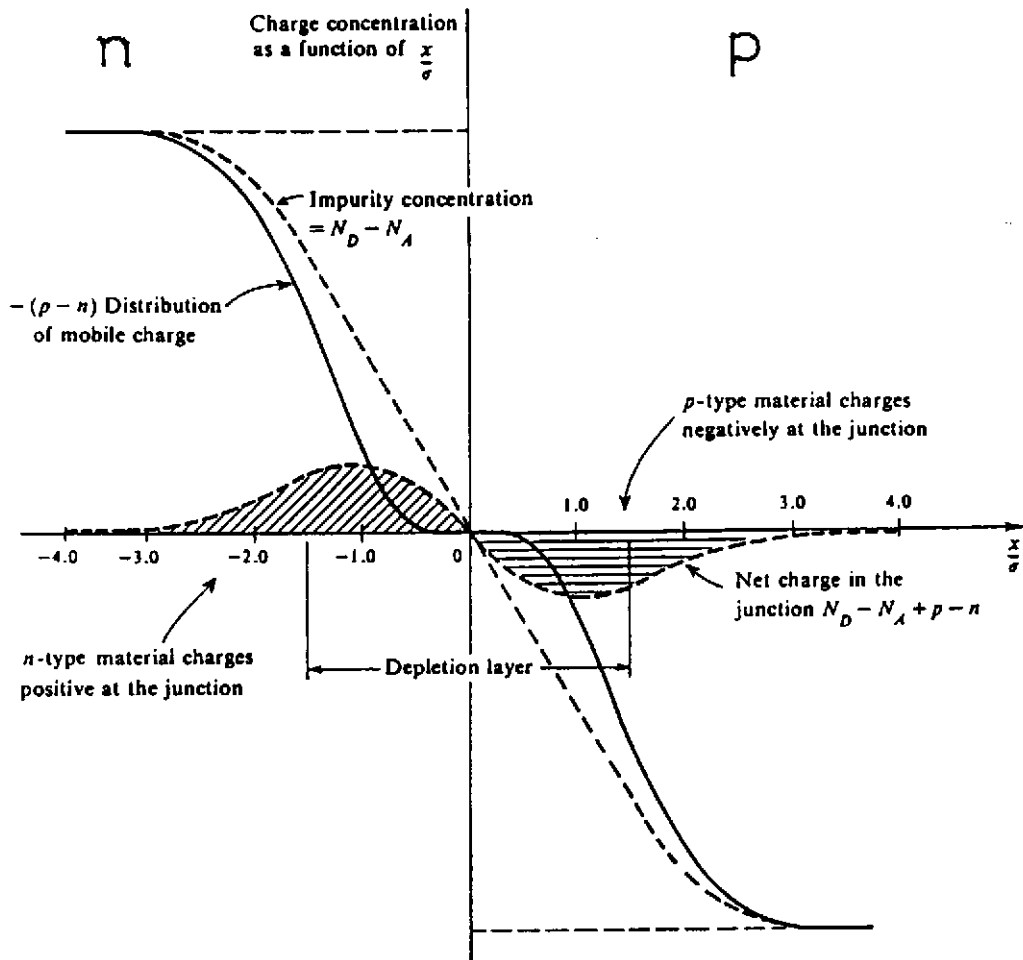


Fig.3.3 : Représentation schématique de la jonction pn *

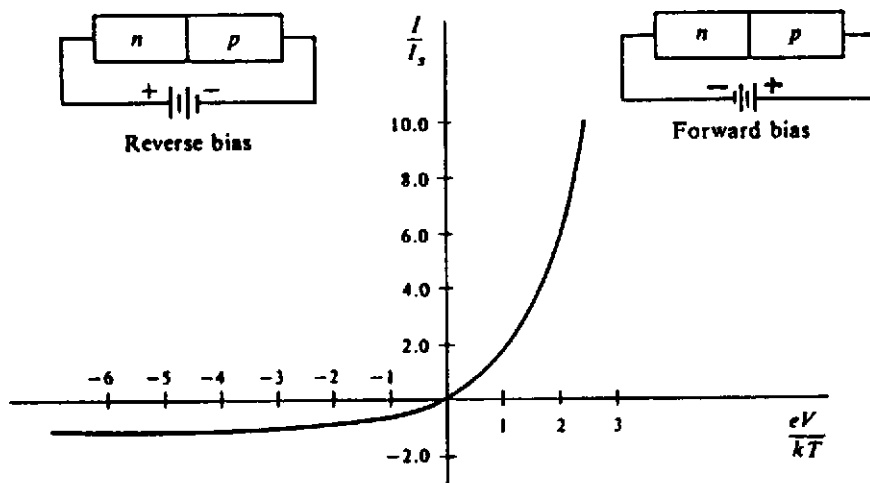


Fig.3.4 : Caractéristique $I = f(V)$ d'une jonction pn

* G.W. Owen, P.W. Keaton, Fundamentals of Electronics, Harper Int (1967)

Le courant aux bornes de la jonction a pour expression

$$I = I_s \left(\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 1 \right)$$

avec

$$I_s = Ae \left(\frac{D_n n_p}{L_n} + \frac{D_p p_n}{L_p} \right)$$

pour une section droite A de la diode.

Le courant inverse I_s vaut $\sim 10nA$ pour une diode Si, mais $\sim 1\mu A$ pour une diode Ge à température ambiante.

En augmentant la polarisation inverse, on atteint la limite Zener de la diode : l'énergie conférée aux électrons devient suffisante pour qu'ils créent des paires électrons-trous et induisent une avalanche.

3.4. SIGNAL D'UN DETECTEUR A JONCTION

Lorsqu'un rayonnement ionisant perd de l'énergie dans la zone déplétée d'une jonction polarisée en inverse, il va y avoir création de paires électrons-trous. En fait une partie de l'énergie va provoquer des vibrations du réseau cristallin (phonons) et ainsi l'énergie apparente pour créer une paire électron-trou est-elle supérieure à l'énergie du gap (tableau 3.2)

Tableau 3.2 : Energie moyenne de création de paires électron-trou dans Si et Ge

	Si	Ge
300 K	3.62 eV	—
77 K	3.81 eV	2.96 eV

La présence du champ électrique intense dans la zone déplétée va séparer les porteurs de charges qui vont migrer en sens opposé. C'est le déplacement des charges qui va induire un courant dans le circuit.

Le déplacement Δx d'une charge q entre des électrodes parallèles distantes d'une distance d , induit sur ces électrodes une charge Δq telle que

$$\Delta q = q \frac{\Delta x}{d}$$

Si la charge q se déplace à la vitesse v , on a un courant induit aux bornes de la jonction

$$i = q \frac{v}{d}$$

Dans le cas d'une paire électron-trou, si les électrons se déplacent à la vitesse v_n et les trous à la vitesse v_p , on a

$$i = \frac{e}{d} (v_p - v_n)$$

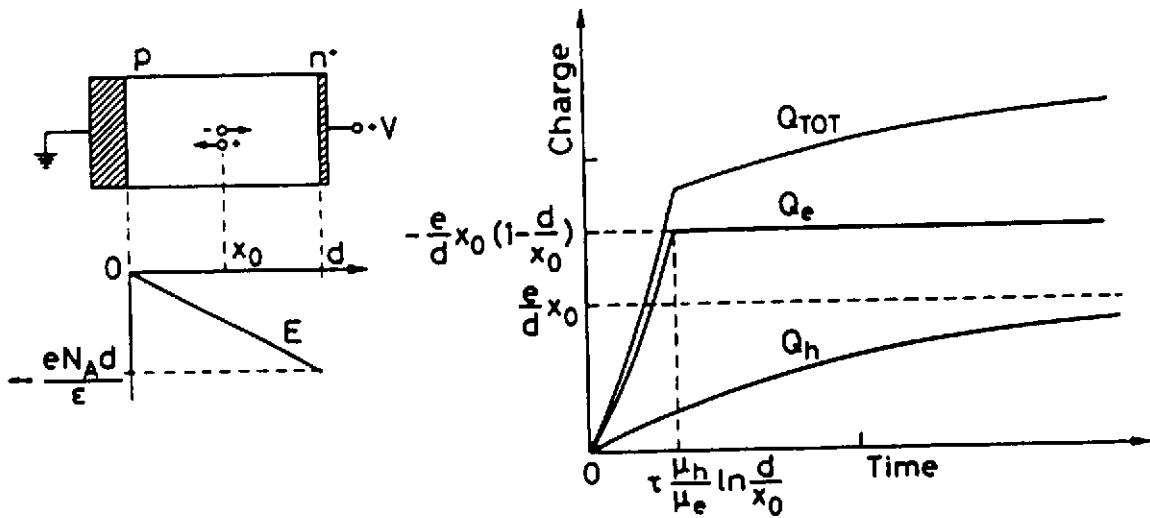


Fig.3.5 : Signal induit par une paire électron-trou dans une jonction pn

Si on prend l'exemple d'une jonction pn^+ (fig.3.5), la zone déplétée est entièrement dans la zone p et le champ électrique dans la zone déplétée s'écrit

$$E = -\frac{eN_A}{\epsilon}x = -\frac{x}{\rho\mu_p\epsilon}$$

La vitesse des électrons sera

$$v_n = \mu_n E = \frac{\mu_n}{\mu_p} \frac{x}{\tau}$$

avec $\tau = \rho\epsilon$

La vitesse des trous sera

$$v_p = \mu_p E = -\frac{x}{\tau}$$

En supposant que les mobilités sont indépendantes du champ électrique, et que la paire électron-trou est créée en x_0 , on a

$$x_n(t) = x_0 \exp\left(\frac{\mu_n t}{\mu_p \tau}\right)$$

et

$$x_p(t) = x_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right)$$

Le temps mis par l'électron créée en x_0 pour atteindre l'électrode en d sera

$$t = \tau \frac{\mu_n}{\mu_p} \ln \frac{d}{x_0}$$

Le champ s'annulant en $x=0$, les trous mettront un temps infini à atteindre l'électrode négative.

Les charges induites par électron et trou seront respectivement

$$Q_n(t) = -\frac{e}{d}x_0(1 - \exp\frac{\mu_n t}{\mu_p})$$

$$Q_p(t) = \frac{e}{d}x_0(1 - \exp\frac{-t}{\tau})$$

3.5. DETECTEURS A JONCTION Si

Le détecteur est constitué d'une zone utile, la zone déplétée, où règne un champ électrique important, et de zones mortes dues aux contacts ohmiques, aux zones non déplétées, aux effets de bords...

On distinguera la jonction diffusée abrupte de type p^+n , la jonction à barrière de surface métal-semiconducteur, la jonction avec compensation pin.

Connaissant la répartition des charges dans le semiconducteur, on peut calculer le champ électrique avec la loi de Gauss :

$$\text{div} \vec{E} = \frac{Q}{\epsilon}$$

avec $Q = e(N_D - N_A + p - n)$

Dans le cas à une dimension

$$\frac{dE}{dx} = \frac{Q}{\epsilon}$$

Le potentiel dans la zone déplétée s'obtient à partir de

$$\frac{dV}{dx} = -E$$

ou en utilisant la loi de Poisson

$$\frac{d^2V}{dx^2} + \frac{Q}{\epsilon} = 0$$

Ces équations sont en général non linéaires et d'un traitement malaisé.

3.5.1. La jonction p^+n

En partant d'un Si de type n avec $N_D \sim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, on implante sur une faible épaisseur (quelques centaines d'angströms) des impuretés de type p avec $N_A \sim 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ dans la zone p. La zone déplétée de profondeur X s'étend entièrement dans la zone n.

Les contacts ohmiques sont constitués de fenêtres d'aluminium de 1 à 2 μm .

La résistivité dans la zone n est $\rho = (e\mu N_D)^{-1}$

En utilisant des répartitions de charges simplifiées (boîtes de Shockley, fig.3.6) on déduit les valeurs du champ électrique

$$E(x) = \frac{x - X}{\rho\mu\epsilon}$$

et du potentiel

$$V(x) = -\frac{1}{\rho\mu\epsilon} \left(\frac{1}{2}x^2 - xX \right)$$

Pour $x = X$, on a

$$V(X) = V_a + V_d = \frac{X^2}{2\rho\mu\epsilon}$$

Si la tension appliquée $V_a \gg V_d$, alors $V(X) = V_a$.

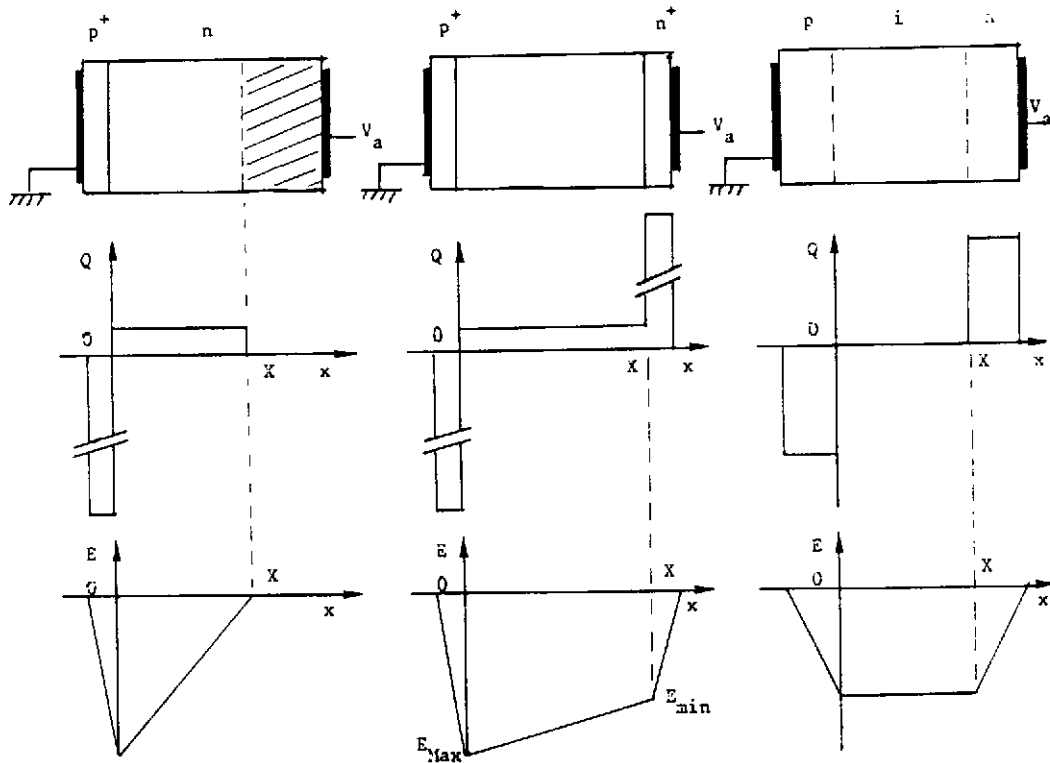


Fig.3.6 : Représentation simplifiée des répartitions de charges et des champs électriques dans les jonctions p^+n , p^+n^+ , pin

Pour $x = 0$, on a

$$E = E_{Max} = \frac{-X}{\rho\mu\epsilon} = -\frac{2V(X)}{X}$$

L'épaisseur de la zone déplétée s'écrit $X = \frac{1}{2}(\rho V)^{1/2}$ en μm pour ρ en $\Omega.cm$ et V en V .

On définit la capacité dynamique de la jonction par

$$C = \frac{dQ}{dV} = \frac{dQ}{dX} \times \frac{dX}{dV}$$

soit la capacité spécifique pour une jonction de section droite A

$$C/A = 106/X$$

en pF/mm^2 et X en μm .

On peut relier les différents paramètres de la jonction à l'aide d'une abaque (fig.3.7).

On peut obtenir un détecteur p^+n complètement déplété en augmentant le potentiel appliqué. On aura un détecteur surdéplété si on réalise à la fois une zone fortement dopée p^+

et une zone fortement dopée n^+ . Dans ce cas-là, il règne dans toute l'épaisseur déplétée un champ électrique important (fig.3.6)

Ex : avec $X = 30 \mu\text{m}$ et $V_a = 180 \text{ v}$ on obtient $E_{Max} = 62 \text{ kV/cm}$ et $E_{min} = 58 \text{ kV/cm}$.

Ces champs électriques importants assurent une collection rapide des charges. Ces détecteurs minces sont tout à fait adaptés aux mesures " ΔE ".

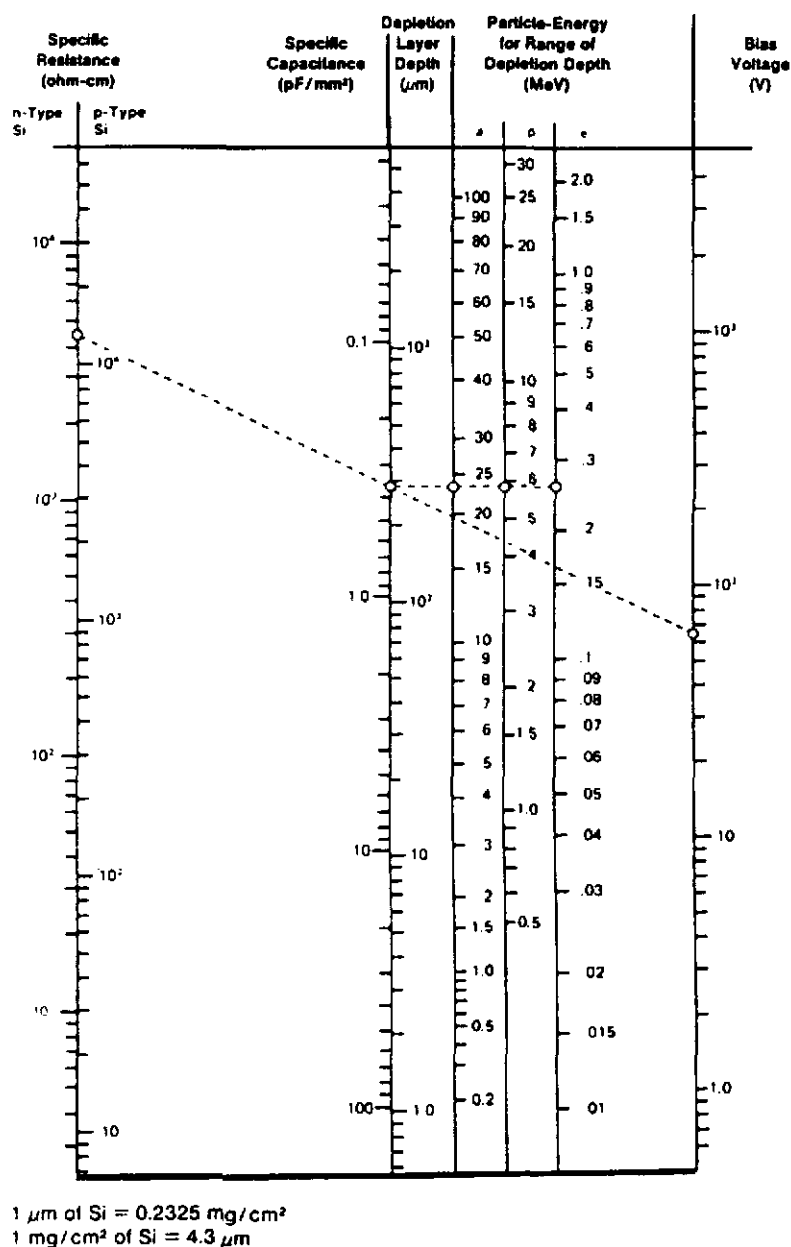


Fig.3.6 : Monogramme illustrant les relations entre les paramètres d'une jonction au Silicium

3.5.2. Jonction pin

Pour obtenir des zones déplétées de plus grandes dimensions (jusqu'à 1 cm), il est nécessaire de compenser les impuretés du silicium à l'aide de lithium. On arrive ainsi à une très grande pureté de porteurs libres dans la zone de déplétion.

Le champ électrique est constant dans la zone déplétée et le détecteur pin s'apparente à une chambre d'ionisation solide.

3.5.3. Jonction à barrière de surface

La jonction est établie au contact métal-semiconducteur : une région déplétée se forme sous la surface métallique. Ce sont des effets de surface qui sont responsables de l'accumulation de charges au niveau du contact : accepteurs O_2 , O_3 , H_2O_2 , ou donneurs H_2O , NH_3 , HF ... Le potentiel de contact Au-Si est $V_D \sim 0.8 V$

On réalise un détecteur à barrière de surface en métallisant les faces d'une plaquette de Si ($\sim 20 nm$ Au, $\sim 150 nm$ Al)

Comme pour la jonction p^+n , on réalise des barrières de surface partiellement déplétées ou totalement déplétées.

Les jonctions à barrière de surface sont relativement fragile et tendent à être supplantées par les jonctions planaires pn.

3.5.4. Diodes à localisation

La jonction *pin* peut être assimilée à une chambre d'ionisation solide. On peut pousser l'analogie avec les chambres gazeuses à fils lorsque on segmente une jonction pn en plusieurs éléments contigus : on réalisera alors un détecteurs à micropistes. Dans ce cas, on aura une localisation discrète de l'impact de la particule détectée, en x si on a un seul plan de micropistes, en xy si on a deux plans de micropistes croisées, en mesurant directement le signal induit sur chaque piste (fig.3.7).

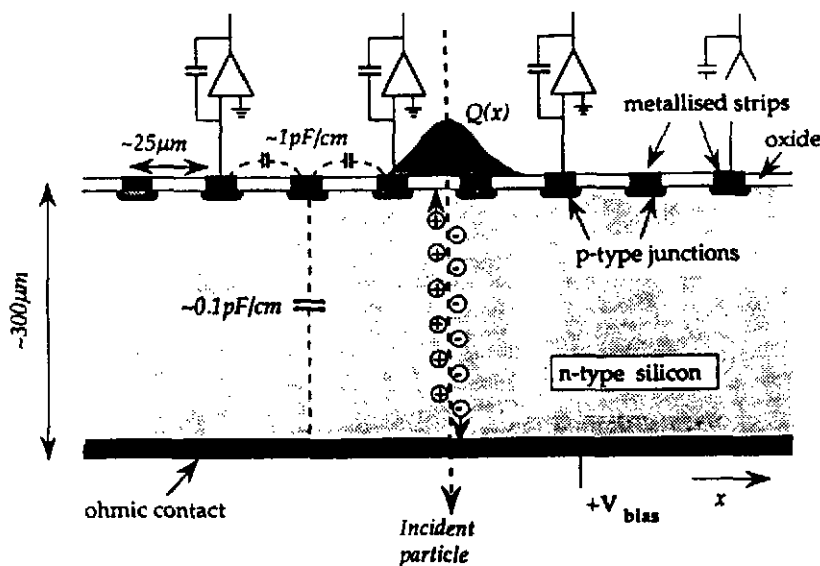


Fig.3.7 : Coupe schématique d'un détecteur à micropistes *

* G. Hall, Reports on Progress in Physics (1994)

On peut avoir une localisation continue de la position en utilisant des électrodes résistives (fig.3.8), ou en réalisant l'équivalent d'une chambre à dérive (fig.3.9) : dans le premier cas, l'amplitude du signal dépend de la position du point d'impact, dans le deuxième cas, c'est le temps d'arrivée du signal qui est fonction de la position du point d'impact.

Les résolutions typiques de ces détecteurs à localisation (largeurs à mi-hauteur) sont $\sim 200 \mu\text{m}$ dans le cas d'électrodes résistives, $\sim 20 \mu\text{m}$ dans le cas de micropistes.

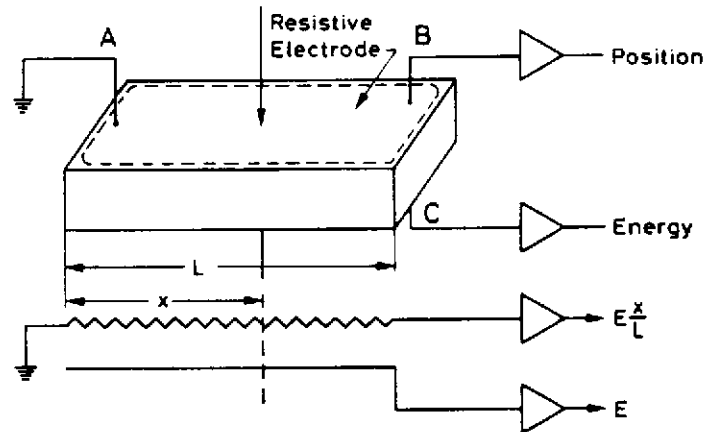


Fig.3.8 : Diode à localisation x avec électrode résistive et schéma équivalent simplifié

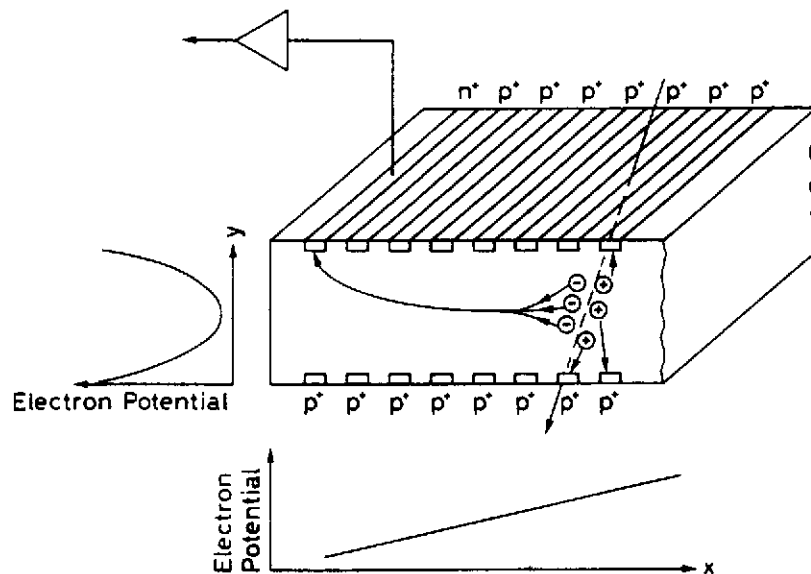


Fig.3.9 : Principe d'une chambre à dérive au Silicium

3.6. DETECTEURS Ge

De par son numéro atomique élevé ($Z = 32$) comparé au Si, le Ge est bien adapté à la détection X et γ . Néanmoins, pour avoir une efficacité de détection de l'énergie totale à haute énergie ($\sim 1 \text{ MeV}$), la géométrie planaire de la diode doit être abandonnée au profit de la géométrie coaxiale, des cristaux cylindriques de diamètre allant jusqu'à 8 cm pouvant être "tirés" (fig.3.10). Cependant l'augmentation du volume utile du détecteur exige une très haute pureté du cristal. De plus l'existence d'un courant inverse trop important à température ambiante impose que le détecteur fonctionne à basse température, en général à la température de l'azote liquide ($\sim 77 \text{ }^\circ\text{K}$).

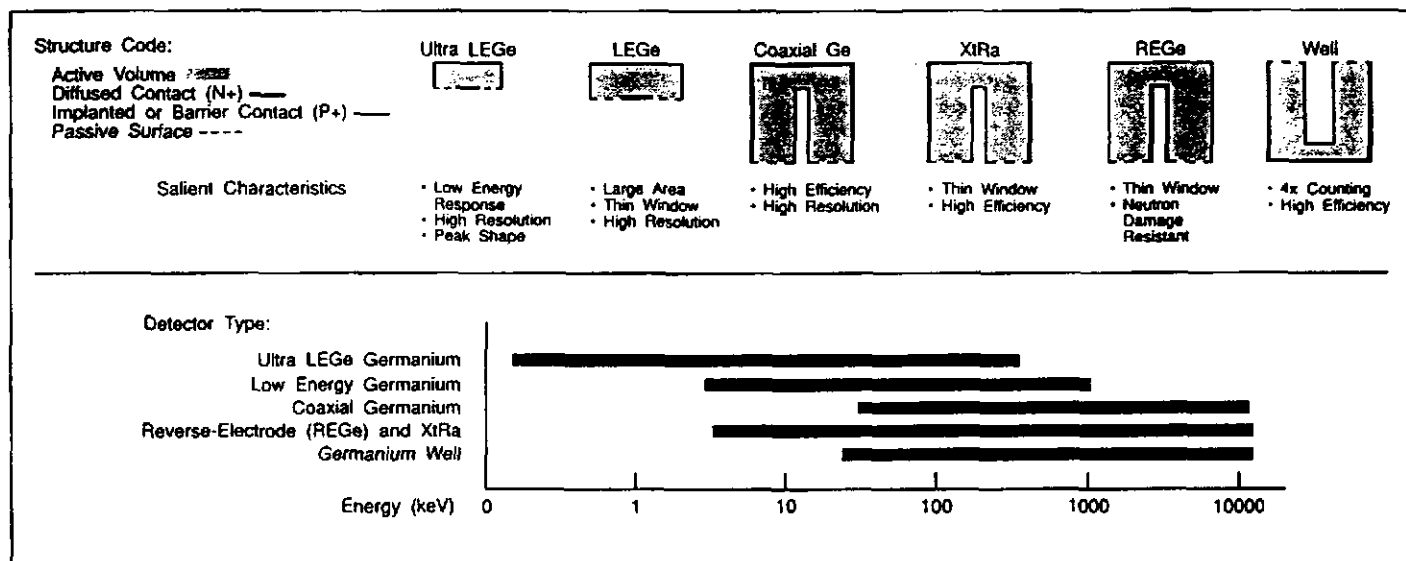


Fig.3.10 : Différents types de détecteurs Ge *
 et domaines d'énergie pour la détection γ

Les premiers détecteurs Ge de gros volume, compensés au lithium, Ge(Li), firent leur apparition en 1965. L'ennui avec de tels détecteurs était leur maintien constant à basse température pour éviter la migration du lithium. L'arrivée des cristaux de Ge hyperpurs en 1976 autorisa le réchauffement du détecteur entre les campagnes de mesures.

Aujourd'hui, les grands ensembles de multidétecteurs gamma utilisent des détecteurs Ge de type n de $\sim 300 \text{ cm}^3$ ayant une efficacité photopique de $\sim 80\%$ de celle d'un détecteur NaI(Tl) de dimensions $3'' \times 3''$. Il existe des détecteurs Ge de type p dont l'efficacité photopique dépasse les 100%, mais ces détecteurs sont plus sensibles aux dégâts neutrons et sont rarement utilisés dans un environnement produisant des neutrons.

Les zones n^+ et p^+ d'un détecteur Ge sont constituées respectivement par diffusion de lithium sur une épaisseur de $\sim 600 \mu\text{m}$, et par implantation de bore sur $\sim 0.3 \mu\text{m}$ (fig.3.11). Les détecteurs Ge de type n, avec la zone n^+ au centre ("reverse electrode"), bénéficient d'une fenêtre d'entrée extrêmement mince et ont une dynamique de détection s'étendant de 5 keV à 10 MeV.

Les dommages causés par les neutrons s'expliquent par le fait que les trous, créés lors de

* CANBERRA NUCLEAR, Instruments Catalog, edition nine

l'interaction du photon initial, sont les porteurs de charge qui sont piégés par les défauts induits par les neutrons dans le cristal. Il apparaît ainsi un déficit de collection de trous dans un détecteur irradié. La résistance aux dommages causés par les neutrons dans le cas de détecteurs "reverse electrode" a une origine géométrique : le volume d'un détecteur coaxial variant en r^2 , la majeure partie du volume utile du détecteur coaxial est située près de l'électrode externe, et les trous ont en moyenne moins de trajet à faire pour atteindre l'électrode externe, donc moins de risque d'être piégés (fig.3.12).

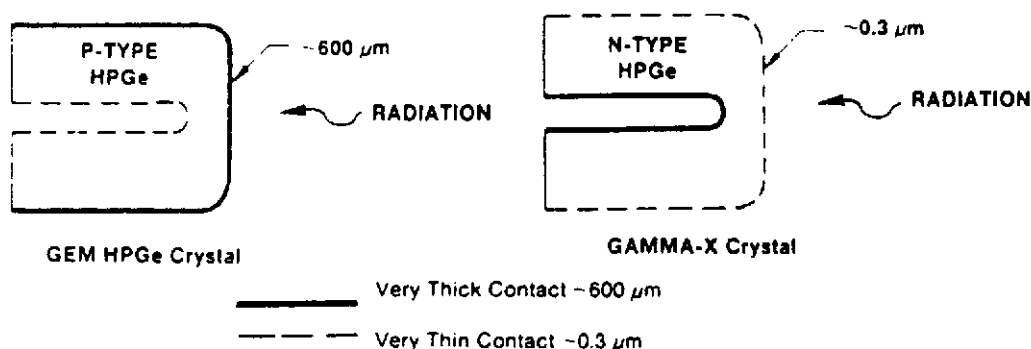


Fig.3.11 : Configuration des détecteurs Ge coaxiaux *

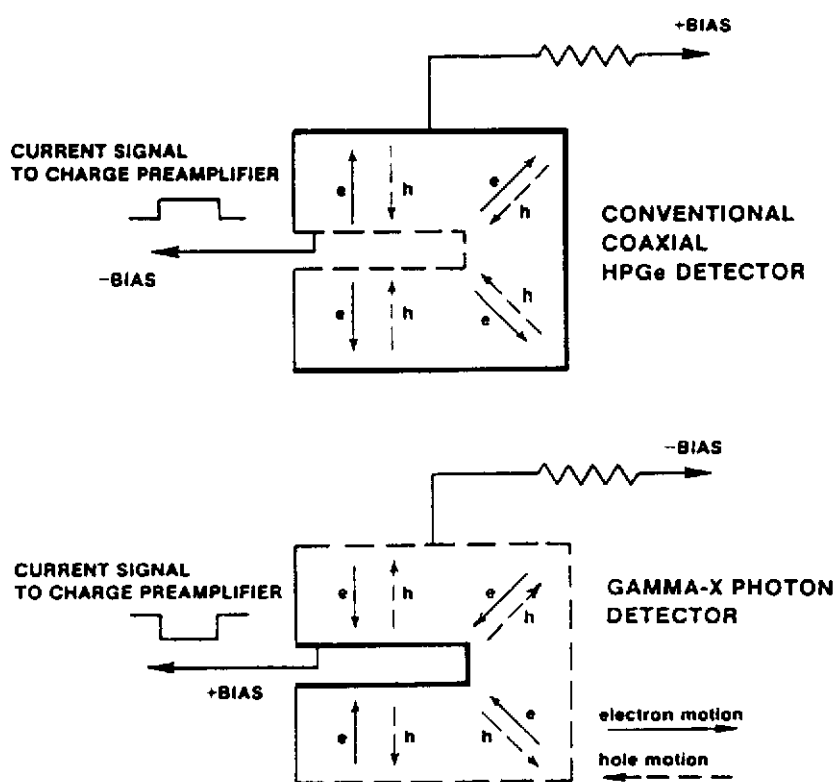


Fig.3.12 : Processus de collection de charges dans un détecteur coaxial conventionnel (haut) et avec "reverse electrode" (bas)

* EG&G ORTEC, Detectors & Instruments for Nuclear Spectroscopy 91/92

ANNEXE : FLUCTUATIONS STATISTIQUES

Le résultat de la mesure d'un évènement aléatoire est x_i .

Si on réalise N mesures, la valeur moyenne mesurée ou moyenne expérimentale sera

$$\bar{x} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N x_i$$

La valeur moyenne vraie m est obtenue pour un nombre infini de mesures :

$$\bar{x} \longrightarrow m \quad \text{quand} \quad N \longrightarrow \infty$$

On définit la variance expérimentale par

$$s^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (x_i - \bar{x})^2$$

La variance vraie s'obtient par

$$\sigma^2 \simeq \frac{N}{N-1} s^2$$

1. FONCTIONS DE DISTRIBUTION

Si on connaît la fonction de distribution $P(x_i)$ de l'évènement aléatoire, alors

$$m = \sum_i P(x_i) x_i$$

et

$$\sigma^2 = \sum_i P(x_i) (x_i - m)^2$$

1.1. Distribution BINOMIALE

Un évènement a la probabilité p d'advenir et $(1-p)$ de ne pas advenir. La probabilité de d'obtenir x évènements parmi N essais sera

$$P(x) = C_N^x p^x (1-p)^{N-x}$$

ou

$$P(x) = \frac{N!}{x!(N-x)!} p^x (1-p)^{N-x}$$

on a

$$\sum_0^N P(x) = 1$$

$$m = Np$$

$$\sigma^2 = Np(1 - p)$$

1.2. Distribution de POISSON :

Pour $p \ll 1$ et $Np = m$ fini, la distribution binomiale se réduit à la distribution de Poisson

$$P(x) = \frac{m^x e^{-m}}{x!}$$

avec

$$\sigma^2 = m$$

1.3. Distribution de GAUSS (ou NORMALE) :

Pour $m \geq 30$ on peut approximer la loi de Poisson par la loi de Gauss

$$P(x) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(\frac{m-x}{\sigma}\right)^2\right]$$

avec toujours

$$\sigma^2 = m$$

2. PROPAGATION DES FLUCTUATIONS*

* Dans le cas d'évènements non corrélés x, y, z, \dots de variances $\sigma_x^2, \sigma_y^2, \sigma_z^2, \dots$, la fonction $U(x, y, z, \dots)$ aura pour variance

$$\sigma_U^2 = \left(\frac{\partial U}{\partial x}\right)^2 \sigma_x^2 + \left(\frac{\partial U}{\partial y}\right)^2 \sigma_y^2 + \left(\frac{\partial U}{\partial z}\right)^2 \sigma_z^2 + \dots$$

Exemple : $U = x - y \implies \sigma_U^2 = \sigma_x^2 + \sigma_y^2$

* Pour des évènements corrélés A et B en cascade, on a

$$\bar{x} = \bar{x}_A \cdot \bar{x}_B$$

$$\sigma^2 = \bar{x}_B^2 \sigma_A^2 + \bar{x}_A^2 \sigma_B^2$$

On définit la variance relative

$$v = \frac{\sigma^2}{\bar{x}^2}$$

soit

$$v = v_A + \frac{1}{\bar{x}_A} v_B$$

Pour n évènements en cascade, on obtient

$$\bar{x} = \bar{x}_1 \cdot \bar{x}_2 \cdot \dots \cdot \bar{x}_n$$

$$v = v_1 + \frac{v_1}{\bar{x}_1} + \dots + \frac{v_n}{\bar{x}_1 \cdot \bar{x}_2 \cdot \dots \cdot \bar{x}_{n-1}}$$

* E. Breitenberger, Progress in Nuclear Physics, vol4 (1955)

3. RESOLUTION EN ENERGIE

3.1. Scintillateur + PM

Soit n_Φ photons de luminescence sont émis par le scintillateur,
 n_K photoélectrons émis par la photocathode du PM,
 n_A électrons recueillis sur l'anode du PM

On suppose que les fluctuations de n_Φ (pour une même perte d'énergie dans le scintillateur) sont poissonniennes, de même que les fluctuations de n_K

D'où

$$v_K = \frac{\sigma_K^2}{(\bar{n}_K)^2} = \frac{1}{\bar{n}_K}$$

Si G est le gain du PM, on a $n_A = G n_K$ et

$$v_A = \frac{1}{\bar{n}_K}(1 + v_G)$$

En fait on peut compliquer un peu les choses en considérant l'efficacité de collection de la première dynode η .

On a alors $G = \eta M$ où M est le facteur de multiplication du PM.

On peut écrire

$$v_G = v_\eta + \frac{1}{\eta} v_M$$

avec

$$v_\eta \simeq \frac{1}{\eta} - 1$$

pour une émission de photoélectrons indépendante sur la photocathode

Si on introduit les gains m_i de chaque dynode i , on arrive à

$$M = m_1 \cdot m_2 \dots m_n$$

$$v_M = v_1 + \frac{v_2}{\bar{m}_1} + \dots + \frac{v_n}{\bar{m}_1 \dots \bar{m}_{n-1}}$$

si $v_1 = v_2 = \dots = v_n = v$ et $m_1 = m_2 = \dots = m_n = m$, pour des processus poissonniens et pas de perte interdynode, on obtient

$$v_M = v \frac{(\bar{m})^n - 1}{(\bar{m} - 1)(\bar{m})^{n-1}} \simeq v \frac{\bar{m}}{\bar{m} - 1}$$

avec $\bar{m} > 1$ et $n \gg 1$

Si le premier étage est différent des suivants, on peut écrire

$$v_M = v_1 + v \frac{\bar{m}}{\bar{m}_1(\bar{m} - 1)}$$

Si les fluctuations sont poissonniennes, alors

$$v_M = \frac{1}{\bar{m}_1} + \frac{1}{\bar{m}} \frac{\bar{m}}{\bar{m}_1(\bar{m} - 1)}$$

soit

$$v_M = \frac{1}{\bar{m}_1} + \frac{1}{\bar{m}_1(\bar{m} - 1)}$$

Pour un détecteur on définit la résolution en énergie par

$$R_e = \frac{\Delta E}{E}$$

ou ΔE représente la largeur à mi-hauteur (FWHM) de la distribution du signal correspondant à l'absorption de l'énergie E dans le détecteur

Soit

$$R_e = 2.35 \frac{\sigma_A}{\bar{n}_A} = 2.35 \left(\frac{1 + v_G}{\bar{n}_K} \right)^{1/2}$$

n_K étant proportionnel à E , R_E varie comme $E^{-1/2}$

Cette variation est correcte pour $E > 300$ keV.

Une formule généralisée s'écrit

$$R_e = 2.35 \left[v_\Phi + \frac{1 - \rho + v_G}{\rho \bar{n}_\Phi} \right]^{1/2}$$

avec n_Φ photons de scintillation, et ρ rendement quantique de la photocathode

Si n_Φ est proportionnel à E , on arrive à

$$R_e = \left(a + \frac{b}{E} \right)^{1/2}$$

variation correcte pour $E < 300$ keV

En fait la résolution théorique donne des meilleurs résultats que la résolution expérimentale : ceci peut être dû à :

- une statistique poissonnienne pas exacte
- une efficacité de scintillation non homogène
- une sensibilité de la photocathode non uniforme
- des mécanismes d'échange d'énergie mal connus ...

3.2. Semiconducteurs : facteur de Fano

Dans le cas des détecteurs semiconducteurs, la résolution en énergie expérimentale est meilleure que la largeur à mi-hauteur de la distribution des fluctuations statistiques.

Par exemple, une perte d'énergie de 1 MeV dans un cristal de Ge va créer

$$n = \frac{E}{w} = \frac{10^6}{2.96} = 3.38 \times 10^5$$

paires électron-trou.

En ne tenant compte que des fluctuations statistiques, ceci correspondrait à une résolution en énergie (FWHM) de ~ 4 keV, alors que l'on obtient ~ 1.8 keV couramment.

Ici encore l'hypothèse d'une fluctuation poissonnienne semble erronée. On introduit le facteur de Fano, F , pour en tenir compte. La variance s'écrit ainsi

$$\sigma^2 = Fm$$

Donc dans notre exemple

$$\frac{\Delta E}{E} = 2.35 \left(\frac{Fw}{E} \right)^{1/2}$$

ou

$$\Delta E = 2.35(FwE)^{1/2}$$

Soit $F \sim 0.2$.

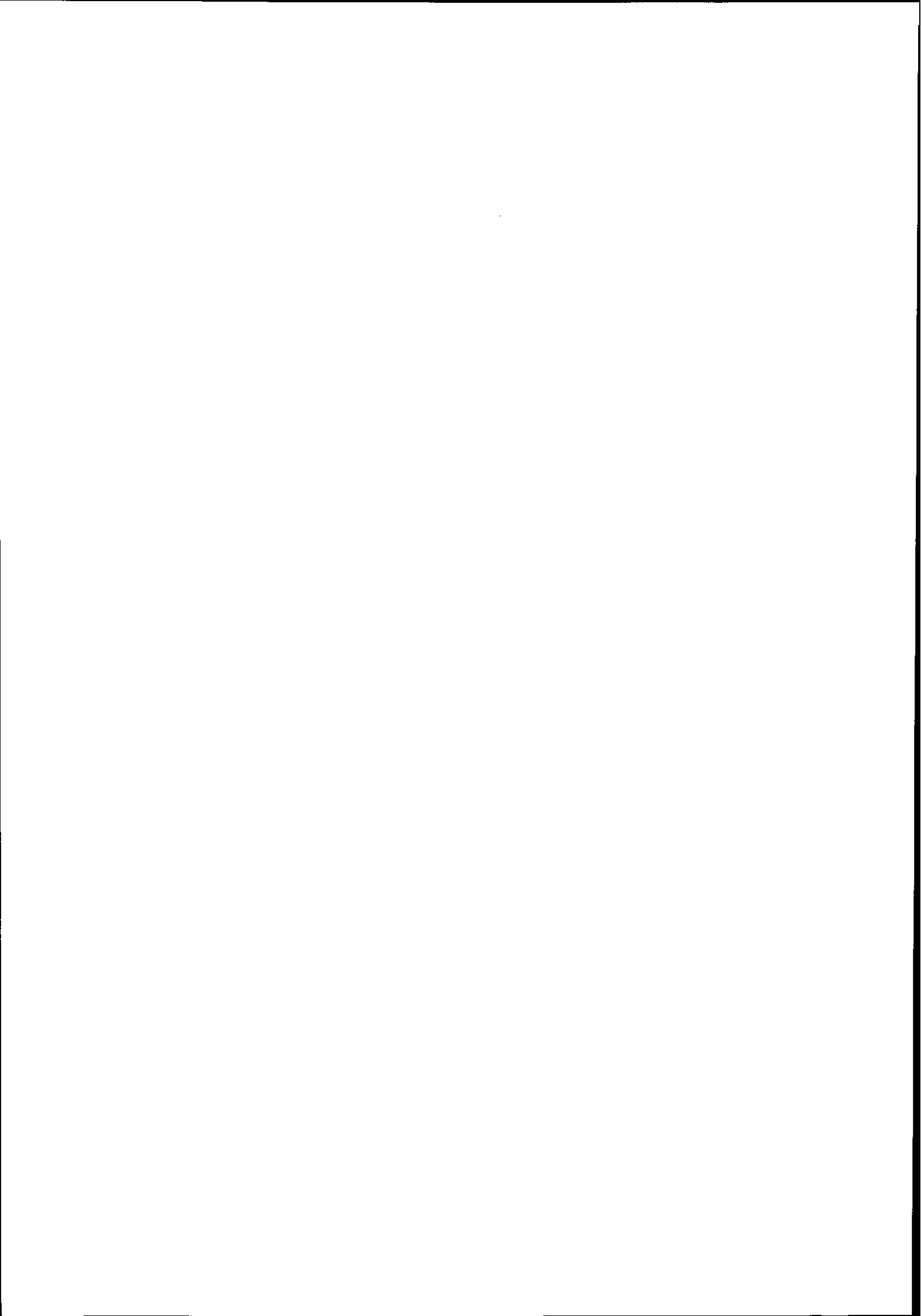
En fait, dans la largeur à mi-hauteur du pic mesuré, il faut tenir compte des fluctuations introduites par la chaîne électronique de mesure

$$FWHM = 2.35(\sigma_{elec}^2 + FwE)^{1/2}$$

Les facteurs de Fano pour Si et Ge sont de l'ordre de 0.1.

Bibliographie

- J.B. BIRKS, *The Theory and Practice of Scintillation Counting*, Pergamon (1964)
- G.F. KNOLL, *Radiation Detection and Measurement*, John Wiley (1989)
- W.R. LEO, *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*, Springer (1987)
- R.C. FERNOW, *Introduction to Experimental Particle Physics*, Cambridge University Press (1986)
- L. LYONS, *Statistics for Nuclear and Particle Physicists*, Cambridge University Press (1986)
- K.S. KRANE, *Introductory Nuclear Physics*, John Wiley (1988)
- E. KOWALSKI, *Nuclear Electronics*, Springer (1970)
- Nuclear and Particle Physics Source Book, Mc Graw-Hill (1988)
- RTC : Photomultiplicateurs (1981)
- RTC : Détecteurs semiconducteurs (1966)
- HARSHAW : Radiation detectors (1984)
- THORN EMI : Photomultipliers (1986)
- HAMAMATSU : Photomultiplier tubes (1988)
- NUCLEAR ENTERPRISES : Scintillators for the Physical Sciences



COMPTEURS GAZEUX: DES PROCESSUS DE BASE AUX DETECTEURS

Jean-Marie Brom
Centre de Recherches Nucléaires
BP 28 - 67037 STRASBOURG Cedex

RESUME

L'étude et le développement des compteurs gazeux, utilisés pour l'identification des particules chargées ou la reconstruction des traces représente aujourd'hui un domaine propre de la physique nucléaire et des particules. Que ce soient les compteurs Cherenkov ou les chambres à fils, rares sont les expériences qui ne reposent pas aujourd'hui sur ces types de détecteurs.

ABSTRACT

Studies and developments in gaseous detectors can be considered today as a proper field in nuclear and high energy physics. Most of present's experiments are based on detectors like Cherenkov counters or wire chambers.

I. INTRODUCTION

Depuis une dizaine d'années, les demandes auxquelles sont confrontés les expérimentateurs en physique nucléaire et en physique des particules se sont singulièrement rapprochées: demande d'acceptance élargie (détecteurs 4π), nombres de canaux croissants (jusqu'à plusieurs millions pour le futur programme LHC), temps de réponse réduit au minimum, ainsi qu'une résolution de plus en plus grande (la dizaine de micron, voire le micron devront être à la portée des années 2000).

Dans le domaine des compteurs gazeux, les idées ne sont certes pas nouvelles: la théorie du rayonnement Cherenkov date des années 30, quant aux chambres à fils, la mise au point des premiers détecteurs, à la fin des années soixante, bénéficiait de l'expérience acquise depuis plusieurs décennies. Il est néanmoins intéressant de constater que les développements actuels de ces détecteurs, liés aux développements de nouvelles machines (collisionneurs à très haute énergie et luminosités) aboutissent à retrouver les idées de base qui ont donné naissance aux compteurs gazeux: les Cherenkov RICH s'attaquent à la reconnaissance même de l'anneau Cherenkov. Pour ce qui est des chambres proportionnelles multifils, après un développement vers les chambres à dérive ou les

chambres à reconstruction temporelle, les chambres gazeuses à microrubans ou microgap développées aujourd'hui retrouvent les principes de base des détecteurs mis au point par G. Charpak en 1968...

Compte tenu de la complexité atteinte aujourd'hui par les compteurs gazeux, il serait parfaitement illusoire de prétendre donner un cours exhaustif dans un temps aussi court. Il ne s'agit donc pas ici de former des spécialistes des compteurs Cherenkov ou des détecteurs à fils. Plus simplement, ce cours essaye de survoler les deux domaines principaux couverts par ces deux types de détecteurs, en exposant les principes de base de leur fonctionnement, et en esquissant, à travers des exemples, les grandes idées de développement aujourd'hui en application ou en gestation.

II. GENERALITES SUR LES COMPTEURS GAZEUX.

Les compteurs gazeux sont d'abord des détecteurs non destructifs, sensibles principalement (mais non exclusivement) aux particules chargées, dont le principe de base repose sur l'interaction entre matière et particule chargée.

Lorsqu'une particule chargée traverse un milieu gazeux ou condensé, plusieurs phénomènes peuvent concourir à lui faire perdre de l'énergie. De toutes les interactions possibles, seule l'interaction électromagnétique nous importe ici. Etant de plusieurs ordres de grandeurs plus probable que l'interaction faible ou forte, les processus électromagnétiques seront plus à même de permettre à la particule, en perdant de l'énergie, de laisser un message. L'idée fondamentale régissant le technologie des compteurs gazeux est donc relativement simple: il s'agit d'abord de minimiser la perte d'énergie de la particule, ce qui amène à l'utilisation de milieux gazeux (un proton de 10 MeV perd toute son énergie dans 0,25 mm de Cuivre...), puis d'être capable de transformer cette perte d'énergie en information utilisable.

Différentes interactions électromagnétiques entre la particule à détecter et les atomes du milieu détectant sont à considérer:

- Excitation des molécules (scintillation lumineuse)
- Ionisation coulombienne (principe de base des compteurs à fils)
- Effet Cherenkov (d'où les détecteurs du même nom)
- Radiation de transition (au passage entre deux milieux)

La mesure directe de la masse m d'une particule étant impossible, deux variables cinématiques, dont l'une sera fonction de m , sont nécessaires pour la déterminer. La mesure simultanée de l'impulsion p (obtenue en général par déflexion magnétique et localisation de la trajectoire) et de la vitesse βc de la particule permettra cette identification. Il faut encore ajouter que la perte d'énergie lors du passage des particules dans la matière est fonction de la vitesse, soit de β , et non de la masse des dites particules. L'identification, qui est le but principal recherché, sera donc toujours obtenu de façon indirecte.

A partir de ces quelques généralités, on peut commencer à distinguer deux classes de compteurs, reposant chacun sur un effet différent et destinés à des mesures différentes:

- Les compteurs Cherenkov, utilisés pour l'identification des particules,
- Les Chambres à Fils et leurs dérivées, concernées par la mesure des traces, et permettant donc la mesure de l'impulsion.

III. LES COMPTEURS CHERENKOV.

1. Principes de l'émission Cherenkov.

La lumière Cherenkov consiste en une émission de lumière détectable, permettant l'identification de la masse des particules traversant un milieu déclenchant l'émission lumineuse (le radiateur), et transparent à la lumière émise.

L'émission de lumière Cherenkov se produit lorsqu'une particule chargée de vitesse V traverse un milieu pour lequel la vitesse de la lumière est moindre: $V_c < V$. Le milieu traversé est le siège d'une onde de choc, résultat de l'interférence constructive des ondes sphériques émises le long de la trajectoire de la particule. Il n'existe alors qu'une seule direction pour laquelle un front d'onde cohérent est émis: elle fait, par rapport à l'axe de la trajectoire, un angle θ tel que (Fig. 1):

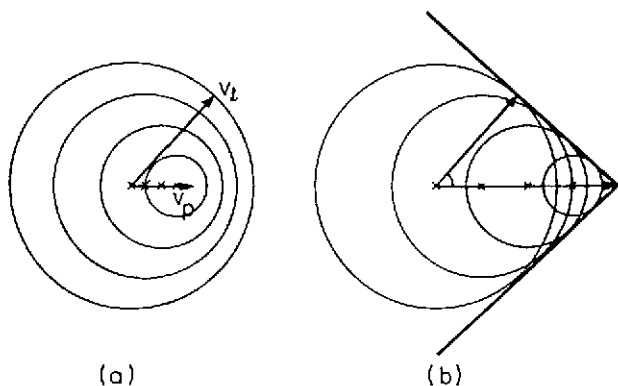


Figure 1: Principe d'émission
du rayonnement Cherenkov
(a): pas d'émission ($V < V_c$)
(b): émission de lumière ($V > V_c$)

$$\cos \theta = \frac{V}{V_c}$$

(On peut noter que cette dernière relation définit l'inverse du nombre de Mach dans le cas de l'aérodynamique). L'onde de choc apparaît à la condition de seuil $V > V_c$, l'angle étant nul si les deux vitesses sont égales. Dans le cas qui nous occupe (particules chargées traversant un milieu diélectrique d'indice n) les valeurs de $V = \beta c$ et $V_c = c/n$ nous donnent la valeur de l'angle Cherenkov:

$$\cos \theta_c = 1 / \beta n$$

Et donc la condition de seuil ($\cos \theta_c \leq 1$) devient, pour un milieu donné, une condition ne portant que sur la vitesse de la particule:

$$\beta \geq 1/n$$

De fait, pour tous les milieux transparents ($1 < n < 2$), ceci correspondra à des vitesses proches de celle de la lumière. D'autre part, la physique relativiste impose une limite supérieure aux angles Cherenkov:

$$\beta < 1 \implies \theta_c < \theta_{\max}$$

avec

$$\theta_{\max} = \cos^{-1} \left(\frac{1}{n} \right)$$

De ces quelques simples relations, on peut déjà tirer deux conclusions importantes pour la suite:

- *Le déclenchement de l'émission Cherenkov ne dépend directement que de la vitesse de la particule considérée, et de façon indirecte de sa masse (par $p = m \beta \gamma$),*
- *L'angle maximum d'émission ne dépend que du milieu.*

La table 1. donne les valeurs maximales d'angles Cherenkov pour quelques milieux radiatifs plus ou moins standards.

2. Intensité de la radiation

Un autre paramètre très important concernant l'étude des détecteurs Cherenkov est celui de l'intensité de la radiation. D'après la formulation de Franck et Tamm (1937), le nombre de photons N_{ph} émis dans un intervalle de longueur d'onde $d\lambda$ pour un intervalle de trajectoire dL dans le radiateur est ¹⁾

$$\frac{d^2 N_{ph}}{dL d\lambda} = \frac{2 \pi \alpha Z^2 \sin^2 \theta}{\lambda^2}$$

où α = constante de structure fine (1/137)
 Z = charge de la particule déclenchante
 λ = longueur d'onde de la radiation Chérenkov
 θ tel que $\cos \theta = 1 / \beta n$

Cette dernière relation présente une caractéristique importante: *le nombre de photons générés N_{ph} est directement proportionnel à Z^2 .*

Cette propriété sera particulièrement importante en physique nucléaire, puisque permettant de façon directe l'identification des noyaux, pour peu que l'on soit capable de mesurer de façon précise l'intensité de la radiation.

Dans tout ce qui précède, nous n'avons jamais fait d'hypothèse sur la valeur précise ou l'intervalle de validité de la longueur d'onde λ . L'émission Cherenkov peut exister dans l'ensemble des domaines pour lesquels $n > 1$, mais compte-tenu des limitations sur β , il y aura principalement émission dans les domaines UV et visible.

La relation de Franck et Tamm nous permet également d'aller plus loin dans la définition utile d'un compteur Cherenkov. En effet, compte-tenu de la relation liant l'énergie E_γ d'un photon à sa longueur d'onde λ

$$E_\gamma = h \nu = \frac{2 \pi h c}{\lambda}$$

on déduit directement

$$d^2 N_{ph} / dL dE = \alpha Z^2 \sin^2 \theta / h c$$

ou encore ($hc = 197.327 \cdot 10^{-7} \text{ eV cm}$)

$$\frac{d^2 N_{ph}}{dL dE} = 369,91 Z^2 \sin^2 \theta$$

On peut dès à présent caractériser mieux différents milieux en vue de leur utilisation: la Table 1 donne ainsi, en plus de l'indice et de l'angle Cherenkov maximal, le nombre de photons émis dans le domaine du visible lors de la traversée de 10 cm de radiateur. La plage $400 \text{ nm} < \lambda < 750 \text{ nm}$ correspond à $\Delta E = 1.5 \text{ eV}$.

MILIEU	INDICE n	ANGLE θ_{max}	Nphotons
Hélium	1.000035	0.48	0.39
Air	1.000283	1.36	3.12
Fréon (gazeux)	1.00072	2.17	7.95
Isobutane	1.00127	2.89	14.91
Fréon (liquide)	1.233	35.8	1899
Eau	1.33	41.2	2407.5
Quartz	1.46	46.7	2940
Plexiglas	1.5	48.2	3084
BGO	2.16	62.3	4350

Table 1.
Caractérisation de différents gaz, liquides et solides du point de vue de l'émission Cherenkov pour une particule de $\beta = 1$, charge = 1.

3. Géométrie de l'émission Cherenkov

Il s'agit plutôt ici d'un simple rappel de géométrie dans l'espace: il est bien évident que ce qui a été décrit précédemment (en particulier la figure 1) se rapporte à l'espace autour de la trajectoire de la particule en mouvement. Il est donc naturel de considérer que l'émission Cherenkov décrit un cône de lumière autour de l'axe de propagation de la particule. Cependant, dans ce qui précède (et dans ce qui suit), nous supposerons implicitement que la longueur de la trajectoire de la particule dans le radiateur est très supérieure à la longueur d'onde considérée de la radiation. De ce fait, la lumière émise n'existe que sur le cône d'angle θ donné par la relation Cherenkov. Dans le cas contraire, la diffraction entre en jeu, et la lumière sera distribuée dans un intervalle angulaire $\partial\theta = \lambda / L \sin \theta$.

4. Détection de la lumière Cherenkov - Facteur de mérite.

Le principe d'utilisation des compteurs Cherenkov est simple: mesurer l'angle du cône Cherenkov émis dans un radiateur approprié pour en déduire la célérité β de la particule le traversant, et de là connaître la masse de la particule. Mais le problème majeur de la détection de ce rayonnement est la faiblesse de l'intensité lumineuse: l'énergie rayonné (de l'ordre du keV/cm pour le verre entre 200 et 600 nm de longueur d'onde) est de deux à trois ordre de grandeur inférieure à la perte d'énergie par ionisation. Dans le cas des gaz, un très petit nombre de photons est émis (voir table 1.) Par exemple, pour produire le même nombre de photons dans le fréon gazeux ($n=1,00072$) que dans le fréon liquide ($n=1,233$), il faudrait un rapport d'épaisseurs gaz/liquide de l'ordre de 240. Une des premières priorités à prendre en compte sera donc d'évaluer le type de radiateur à considérer pour un type de photodétecteur donné. On ne traitera en outre pas de la même manière le problème de la conception d'un détecteur Cherenkov selon que l'on envisage une simple détection de la lumière - compteur à seuil ou différentiel - ou une reconstruction de l'image du cône Cherenkov - cas des RICH - (voir plus loin).

L'évaluation de la qualité d'un compteur Cherenkov dépendra en fait de plusieurs facteurs:

- Choix du radiateur, et surtout de sa transparence à la lumière émise correspondant à la gamme d'énergie ΔE des particules envisagées,
- Dispersion chromatique propre du radiateur Δn , contribution majeure à l'erreur de reconstruction de l'angle Cherenkov,
- Efficacité de transmission optique de l'ensemble des milieux traversés par la lumière Cherenkov (miroirs, fenêtres de séparation de milieux d'indices différents, réflexions diverses)
- Efficacité quantique de photoconversion, quel que soit le détecteur de photons (photomultiplicateur, chambre gazeuse...)

Le nombre final de photons détectés dans une acceptance en énergie ΔE dépend de l'ensemble de ces facteurs et peut être mis sous la forme

$$N_{ph} = N_0 L \sin^2\theta$$

où N_0 définit le facteur de mérite du détecteur:

$$N_0 = \frac{\alpha}{h c} Q(E)\epsilon(E)dE$$

avec $Q(E)$ représentant l'efficacité quantique de photoconversion

$\epsilon(E)$ représentant le produit de toutes les efficacités de transmission optique des différents éléments du compteur.

Classiquement, on peut estimer qu'un compteur Cherenkov doté d'un photomultiplicateur sensible à la lumière visible (ΔE entre 2 et 3.5 eV) équipé de fenêtre en verre atteint un facteur de mérite N_0 de l'ordre de 50 cm^{-1} , cependant que pour un PM sensible aux gammes visible et UV (doté de fenêtre en quartz), N_0 se situe aux alentours de 120 à 150 cm^{-1} .

5. Classification des compteurs Cherenkov.

Les compteurs Cherenkov se composent tous d'un (ou plusieurs) radiateurs - solide, liquide ou gazeux - transparent, dont l'indice n est choisi en fonction de l'intervalle $\Delta\beta$ (ou ΔE) pour lequel il doit fonctionner, équipé d'un système optique focalisant (en général un miroir) ou non focalisant ("focalisation de proximité") et couplé à un photodétecteur convertissant les photons Cherenkov sensible ou non à la position précise des photons. Selon leur utilisation, on peut classer les compteurs Cherenkov en trois grandes familles que nous évoquerons à l'aide d'exemples:

5.1. Les compteurs Cherenkov à seuil.

Il s'agit de compteurs qui permettent la détection de particules au-dessus d'un seuil de vitesse $\beta > \beta_s = 1/n$. Le principe des compteurs à seuil repose sur la relation simple entre l'impulsion des particules et l'angle Cherenkov telle qu'elle est illustrée dans la figure 2. On voit immédiatement la principale utilisation de ce type de compteur: en ajustant l'indice du milieu traversé de manière à disposer d'une bonne efficacité aux particules déclenchantes tout en restant en deçà de la valeur de seuil pour les autres particules, on dispose d'un outil puissant d'identification des particules avec une simple logique électronique. Déclencher sur d'autres types de particules nécessite à chaque fois un nouveau compteur, réglé au seuil des diverses particules que l'on veut reconnaître.

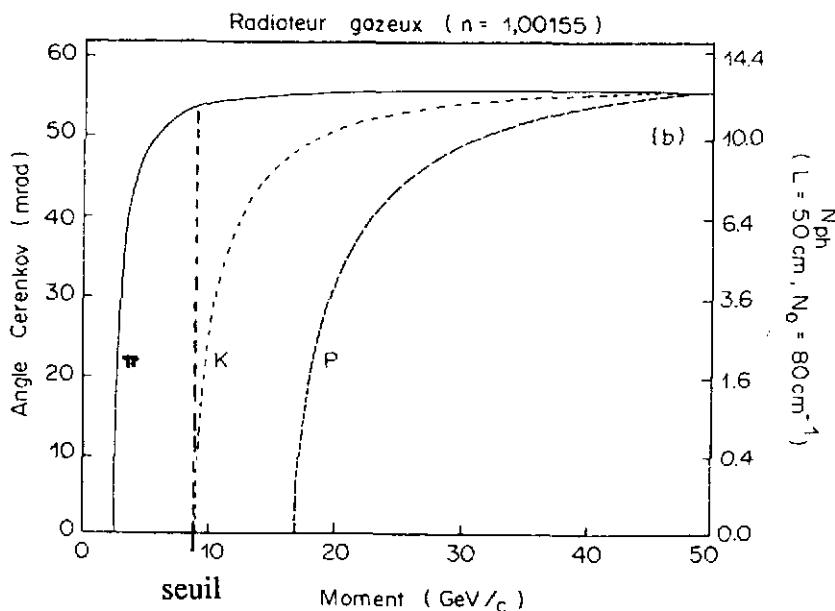


Figure 2:
Variation de l'angle Cherenkov en fonction de l'impulsion pour différentes particules. La valeur du seuil indiquée permettra le déclenchement sur des π , en assurant une bonne réjection pour les K, p...

Les valeurs de seuil (ici des couples masse -impulsion) se déterminent de façon très simple et permettent de caractériser le compteur: au déclenchement de l'effet Cherenkov, on a

$$P_{\text{seuil}} = m \beta_{\text{seuil}} \gamma_{\text{seuil}}$$

soit, en substituant $\beta_{\text{seuil}} = 1/n$

$$P_{\text{seuil}} = \frac{m}{\sqrt{n^2 - 1}}$$

Le compteur Cherenkov de l'expérience R704

L'expérience R704 s'est attachée à l'étude de la formation de résonnances J/ψ dans l'annihilation proton - antiproton à travers leur décroissance en paires d'électrons - positons ²⁾. Il importait donc d'être capable de reconnaître sans ambiguïté les électrons dans un bruit de fond important de pions, kaons...

La détection des électrons était confiée à deux Cherenkov à seuil identiques, utilisant un radiateur de Fréon¹³ (CClF₃) à pression atmosphérique de 45 cm de long. Les caractéristiques principales en étaient les suivantes:

indice du radiateur $n=1,00072$

Seuil Chérenkov: $\beta_s = 1/n = 0,99925$

Impulsions minimales de déclenchement:

Electrons ($m = 0,511 \text{ MeV}$) : 13, 46 MeV/c

Pions ($m = 0,139 \text{ GeV}$) : 3,66 GeV/c

Kaons ($m = 0,490 \text{ GeV}$) : 13,1 GeV/c

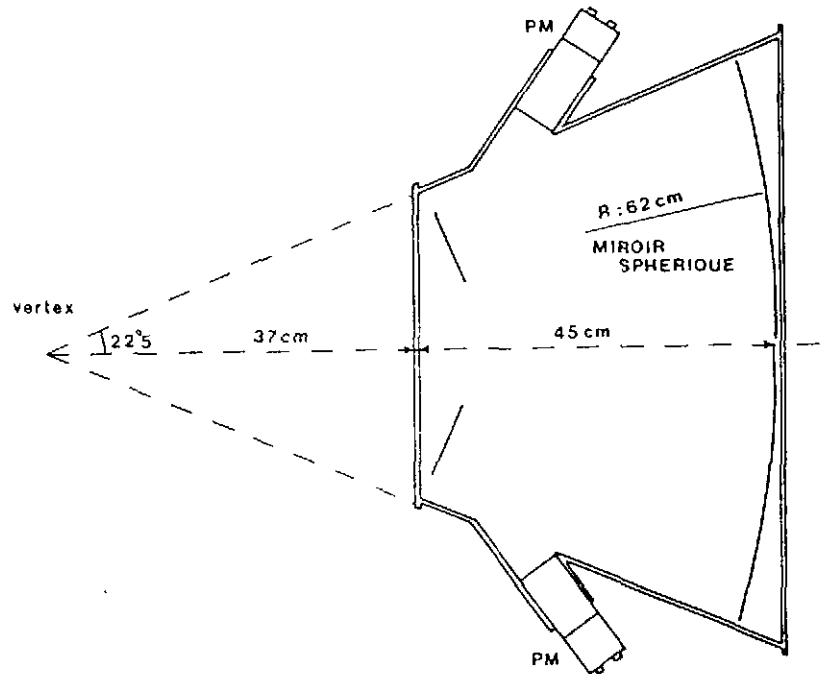
Protons ($m = 0,938 \text{ GeV}$) : 24,7 GeV/c

(Les deux derniers cas étaient de fait exclus, la gamme d'impulsion disponible ne dépassant pas 5 GeV/c).

La lecture de chaque Cherenkov se fait par deux photomultiplicateurs. La lumière Cherenkov est renvoyée vers ces photomultiplicateurs par un miroir sphérique (rayon = 62 cm) suivi d'un miroir plan de renvoi. On peut voir sur la figure 3 les limites d'un tel appareil: les deux photomultiplicateurs ne peuvent assurer qu'une couverture partielle du volume total de détection. En outre, dans le cas d'électrons passant au bord de l'acceptance du détecteur, une partie de la lumière est perdue,

diminuant d'autant l'efficacité. Dans l'exemple de l'expérience R704, le nombre de photons Cherenkov théorique est de 30 (pour un électron de $\beta = 1$). Lors de mesures effectuées en faisceaux de tests, on a pu mesurer un nombre moyen de photons de 6,5 pour un électron central, et de 4 pour un électron se situant en bordure du détecteur... Néanmoins, en abaissant le seuil de déclenchement à un photoélectron détecté, l'expérience R704 a pu mesurer un taux d'efficacité global de 99,94% aux électrons, ainsi qu'un facteur de réjection de 6.10^{-3} aux pions ³⁾.

Figure 3:
Cherenkov à seuil utilisé
par l'expérience R704



Le compteur à fragments de l'expérience NA36

Dans le cas de l'expérience NA36, il s'agit d'identifier les fragments produits dans des réactions d'ions lourds ultra relativistes ^{16}O et ^{32}S à 160 GeV/c/nucléon sur cibles lourdes (Pb, Ag, S...). Pour ce faire, on se sert de la mesure de l'intensité lumineuse émise (dépendant de Z^2) et non plus seulement de la détection de la lumière. Il est clair que ce type d'utilisation d'un Cherenkov à seuil peut être particulièrement intéressante pour des expériences de physique nucléaire.

Le radiateur de ce Cherenkov ⁴⁾ de 12 mètres de long et présentant aux événement une surface utile de $1 \times 2 \text{ m}^2$, consiste en un mélange d'Hélium ($n = 1,000035$) et d'Azote ($n = 1,0003$) en proportions variables. La lecture en est assurée par 14 photomultiplicateurs recevant la lumière émise par 14 miroirs placés en fond de radiateur (figure 4). Le seuil aux protons peut être ajusté entre 70 à 150 GeV/c par variation du mélange gazeux et de sa pression (n variant de 1,00002 à 1,00009). La mesure de la lumière Cherenkov se fait via digitalisation par ADC.

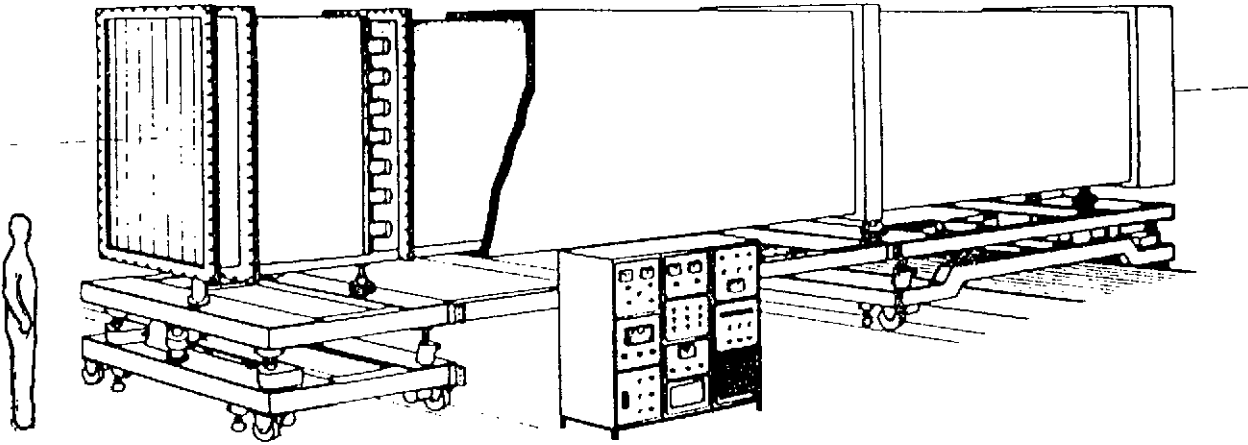


Figure 4: Cherenkov à seuil de l'expérience NA36.

La détermination du facteur de mérite N_0 se fait dans ce cas par calibration à l'aide de faisceaux de test déterminés (m , P , Z connus). Par mesure de l'intensité lumineuse émise, on remonte à la charge des fragments produits dans la réaction 5):

$$Z^2 = \frac{I(\text{mesurée})}{N_0 L \sin^2 \theta}$$

La figure 5 montre un spectre de fragments obtenu dans l'expérience NA36.

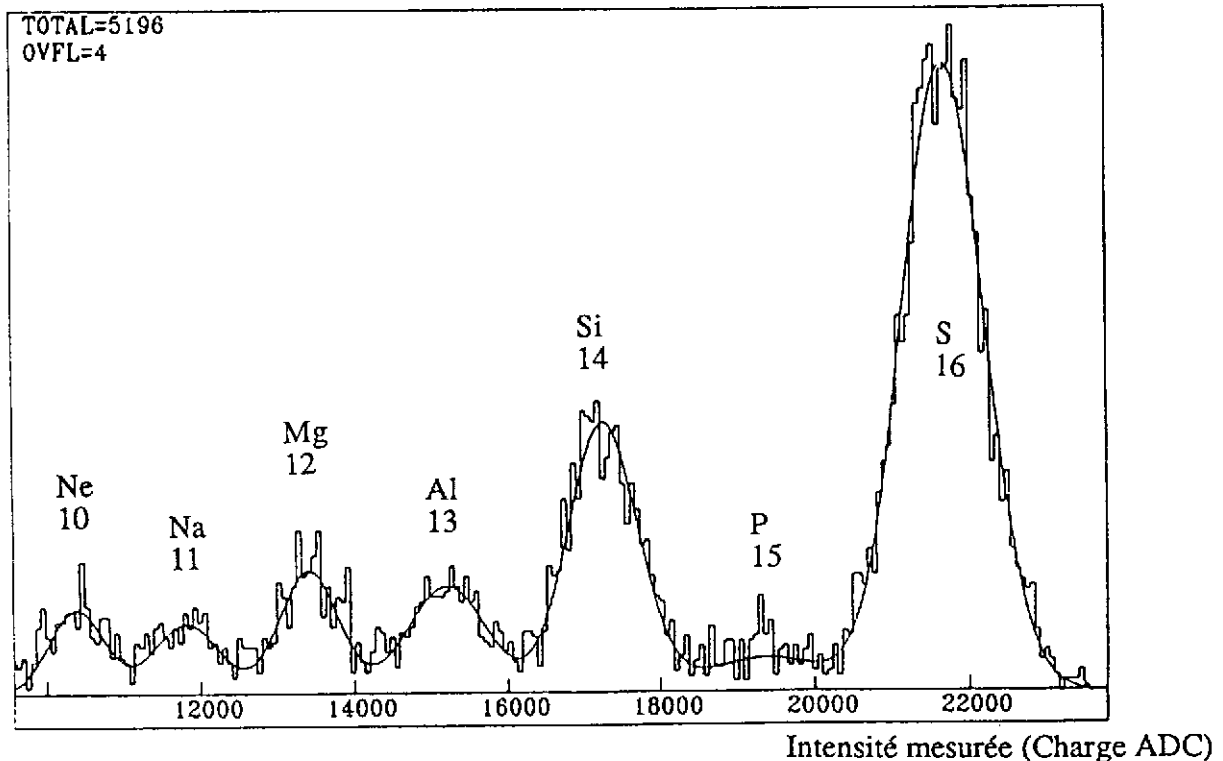


Figure 5: Exemple de spectroscopie de fragments obtenu par l'expérience NA36.

5.2. Les compteurs Cherenkov différentiels.

A la différence des compteurs à seuil, conçus pour sélectionner des particules au-delà d'un seuil donné, les compteurs Cherenkov différentiels sont destinés à sélectionner des particules dont la vitesse est comprise dans un intervalle donné de β . La radiation Cherenkov émise à l'angle θ est focalisée pour former un anneau de rayon r tel que $r = f \operatorname{tg} \theta$ et dont la largeur va être déterminée par les aberrations optiques (défaut de miroirs de focalisation,...) et chromatiques. La sélection précise de vitesse se fait en filtrant la lumière Cherenkov par un diaphragme circulaire de rayon r et d'ouverture Δr , à l'arrière duquel sont disposés plusieurs photomultiplicateurs. De la sorte, on arrive à effectuer les deux opérations:

- sélection du type de particule (effet de seuil) par ajustement de l'indice
- sélection de l'intervalle de vitesse par sélection précise d'un angle Cherenkov.

Typiquement, la résolution théorique d'un tel type de compteur correspond à

$$\frac{\Delta\beta}{\beta} = \frac{1}{\beta} d \left(\frac{1}{n \cos \theta} \right) = \operatorname{tg} \theta \Delta \theta$$

En général, les compteurs Cherenkov différentiels sont utilisés pour la séparation de particules dans des faisceaux secondaires. Dans le domaine des Hautes Energies, en utilisation avec un radiateur gazeux, la diffusion multiple et la perte d'énergie à la traversée du radiateur peuvent être considérées comme négligeables, et contribueront faiblement à l'erreur $\Delta\beta$. Il n'en reste pas moins qu'une série de facteurs importants doivent être pris en compte lors de la définition de compteurs différentiels et expliquent dans une certaine mesure la relativement faible utilisation qui est faite de ce type de Cherenkov.

Pour le cas des *aberrations optiques* (astigmatisme des miroirs, aberrations de sphéricité), leur contribution existe, mais peut être minimisée au niveau de la conception et de la construction du détecteur. Il ne s'agit pas d'un problème propre aux compteurs Cherenkov. Dans le cas du compteur différentiel CEDAR que nous étudierons comme exemple, cette contribution ne représente qu'une erreur en position de l'anneau de l'ordre de $20 \mu\text{m}$.

La *diffusion multiple* subie par un faisceau de particules traversant le radiateur aura pour effet d'augmenter la largeur de l'anneau de lumière Cherenkov. En outre, par diffusion la direction du faisceau peut changer quelque peu, ce qui aura pour effet d'augmenter encore cet effet d'épaississement.

Il faut encore citer au nombre des causes d'erreur *l'inhomogénéité de l'index de refraction* sur l'ensemble du radiateur. Cet effet affecte la valeur du rayon de l'anneau de lumière Cherenkov, il est aisé de montrer que

$$\Delta R = \frac{f}{\operatorname{tg} \theta} \frac{\Delta n}{n}$$

Cet effet est le plus souvent relié à la présence d'un gradient de température sur l'ensemble du radiateur. Ce qui explique la nécessité de contrôler de façon très précise la température du gaz dans le cas de ces compteurs.

Le problème principal pour les Cherenkov différentiels proviendra essentiellement des *aberrations chromatiques* qui induisent une erreur sur le rayon de l'anneau Cherenkov

$$\Delta R = f \theta \frac{1}{2v} \left(1 + \frac{1}{\theta^2 \gamma^2} \right)$$

où v (nombre d'Abbé) caractérise la dispersion propre du gaz. Ce nombre doit être choisi aussi élevé que possible, et représente pour les Cherenkov différentiels le critère le plus important dans le choix du gaz. A haute énergie, le terme $\frac{1}{\theta^2 \gamma^2}$ peut être négligé, et l'erreur sur le rayon de l'anneau sera donc directement proportionnelle à θ . Il importe donc de pouvoir également contraindre ce dernier paramètre à des valeurs aussi basses que possible. En outre, pour certain types de compteurs différentiels (voir plus loin), un dispositif de correction optique permet de réduire la dispersion chromatique.

Le Compteur différentiel CEDAR du CERN

Le compteur Cherenkov CEDAR (Cherenkov Differential counter with Achromatic Ring focus) a été développé au début des années 1980 au CERN pour l'identification et la sélection de particules (principalement kaons et pions) dans les faisceaux secondaires de haute énergie ⁶⁾. Deux types de CEDAR fonctionnent au CERN, qui diffèrent essentiellement par le type de gaz utilisé, et utilisés dans des domaines d'énergie différents (figure 6).

Le radiateur du CEDAR est contenu dans un réservoir cylindrique de 53 cm de diamètre et de 3,3 mètres de long. La table 2 résume les caractéristiques principales des deux types de CEDAR utilisée au CERN.

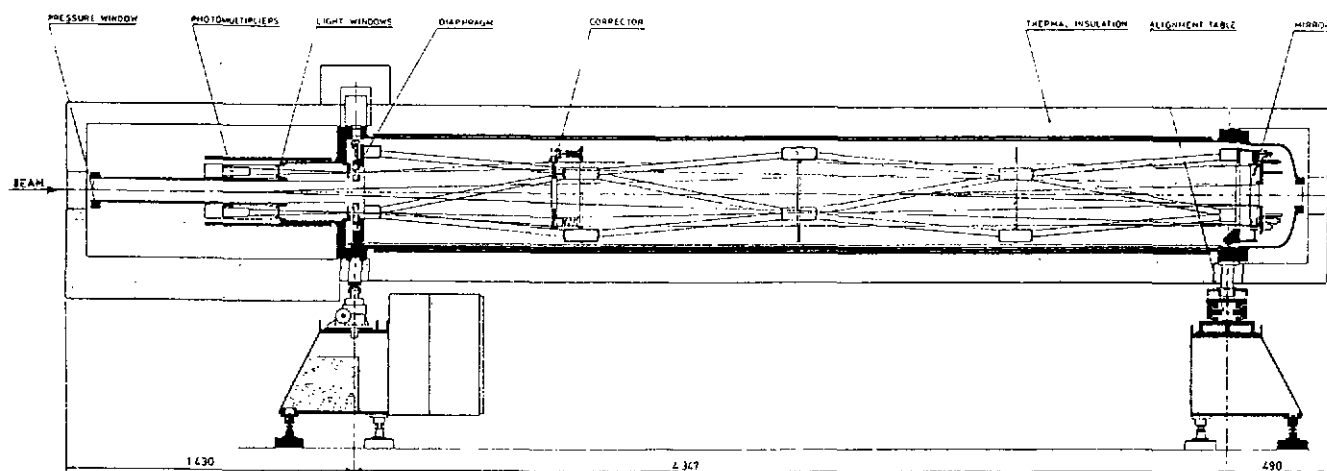


Figure 6: Le Compteur Différentiel CEDAR du CERN

De manière à disposer d'un index de réfraction constant, la température du radiateur est contrôlée à $\pm 0,1^\circ\text{C}$ près. La correction chromatique est confiée à un ensemble de lentilles fixes adaptées à une correction optimale à la limite supérieure de l'énergie des faisceaux. L'utilisation d'un ensemble de lentilles fixes est ici rendue possible par le fait qu'un seul type de gaz est utilisé pour chaque type de CEDAR. En effet, dans ce cas l'aberration chromatique (voir son expression) ne dépendra que du gamma de la particule. La figure 7 montre un schéma du système de correction chromatique.

Type de CEDAR	W	N
Long. radiateur (m)	3,24	3,88
Gaz	N ₂	He
$\theta_{\text{Ch}} (^\circ)$	1,77	1,48
$\Delta\beta / \beta$	$5 \cdot 10^{-6}$	10^{-6}
ν (Nbre d'Abbé)	35	54
$P_{\text{min}} / \text{m}$	11,3	55,9
Pression min.	1,6	10,2
Pression max.	8	15

Table 2.
Caractéristiques principales
des 2 CEDAR du CERN.

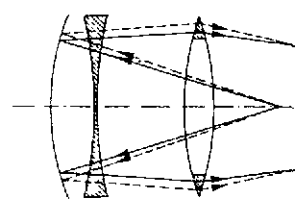


Figure 7:
Correction chromatique du
CEDAR par lentilles de quartz

Le diaphragme utilisé est constitué de deux disques concentriques faits de 8 segments montés sur vis pas à pas. Il est possible de faire varier l'ouverture du diaphragme de 0,3 mm à 20 mm par pas de 0,1 mm. La reconnaissance de l'anneau Cherenkov est confiée à un ensemble de 8

photomultiplicateurs disposés en couronne à l'arrière du diaphragme. La plupart du temps, il est fait appel à une coïncidence six-uple pour sélectionner les particules.

La sélection du type de particules se fait en ajustant la pression du gaz à des valeurs prédéterminées, et la sélection proprement dite en fonction de l'énergie des faisceaux est effectuée par l'ajustement de l'ouverture du diaphragme (figure 8 et 9). La figure 10, montrant la variation du taux de comptage du CEDAR en fonction de la pression, illustre la capacité de ce type de compteur à séparer les électrons, muons et pions dans un faisceau de 20 GeV/c.

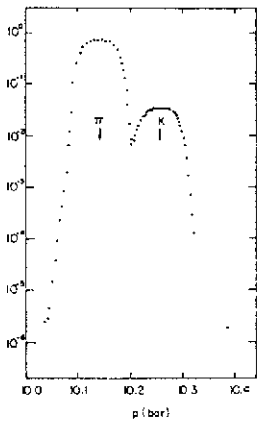


Figure 8
Ouverture diaph. 0,50 mm

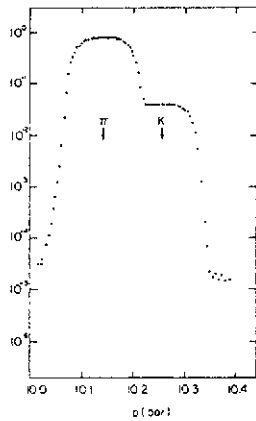


Figure 9
Ouverture diaph. 0,71 mm

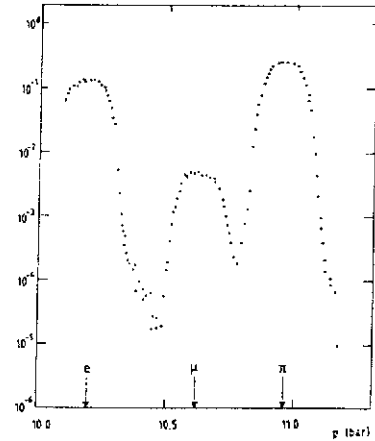


Figure 10
Scan en pression
Séparation e,μ,π à 20 GeV/c

5.3. Les Compteurs à Imagerie Annulaire (RICH).

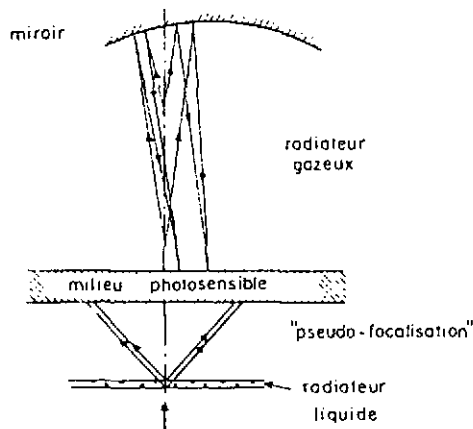
Le développement des expériences de faisceaux en collisions (LEP, SLC, HERA...) a imposé de nouvelles demandes dans le domaine de l'identification des particules:

- une acceptance élargie (détecteurs 4π), tout en gardant une compacité maximale,
- la possibilité de pouvoir identifier les particules issues des interactions dans une gamme d'énergie plus importante.

Pour répondre à ces contraintes, T. Ypsilantis et J. Séguinot ⁷⁾ ont en 1977 proposé une nouvelle démarche: plutôt que de séparer les particules par la reconnaissance de la lumière Cherenkov, il s'agit de *reconstruire l'anneau Cherenkov (ou du moins son diamètre) focalisé sur un détecteur*.

L'idée de base de la conception des RICH repose sur la séparation du milieu radiatif (émission Cherenkov) et d'un système de photodétection (conversion des photons en électrons et localisation de ceux-ci) ⁸⁾. La séparation entre les deux milieux est faite à l'aide d'une fenêtre transparente aux UV, et va en fait déterminer la gamme possible d'énergies utilisables, entre le seuil d'émission Cherenkov et la limite supérieure de transmission UV. En outre, pour accroître la gamme

possible d'énergie sans dégradation de la résolution ni augmentation trop importante de l'encombrement, il est la plupart du temps fait appel à deux milieux radiatifs: un radiateur gazeux, à lumière focalisée sur le photodétecteur par miroir, et un radiateur mince liquide, d'épaisseur de l'ordre du cm, permettant l'identification des particules de moindre vitesse. Pour ce dernier radiateur, l'anneau Cherenkov se projette directement sur le photodétecteur ("proximity focusing"). La figure 11 illustre ce principe de base des compteurs RICH.



On verra dans l'exemple traité que le choix des milieux utilisés pour les radiateurs liquides et gazeux est assez réduit: pour des raisons d'efficacité, de dispersion chromatique et de température il s'agit presque exclusivement de Fréon C_5F_{12} pour le gaz, et de Fréon C_6F_{14} pour le liquide. Ces deux milieux permettent en effet de disposer de radiateurs tant liquides que gazeux à $30^\circ C$ ⁹).

On peut aisément se figurer que la principale difficulté à résoudre dans le cas des RICH tient en la conception d'un photoconvertisseur efficace, précis, et de coût supportable...

La solution du photomultiplicateur peut être écartée: pour avoir une granularité, donc une précision de reconstruction suffisante, il faudrait pouvoir disposer d'un nombre quasi-infini de photomultiplicateurs de très petite dimension... Le choix d'un milieu de conversion gazeux s'impose dès lors. Le gaz de conversion doit être choisi tel que sa transparence aux UV permette de limiter les aberrations chromatiques, et permettre une multiplication des photo-électrons primaires par avalanche pour permettre une détection efficace.

Dans la très grande majorité des cas (détecteur CRID de SLC, RICH de Delphi au LEP), les photons Cherenkov issus des deux radiateurs sont absorbés dans un milieu de conversion qui contient une vapeur organique (ou un gaz) avec un seuil de photoémission assez bas. Une fois encore, le choix est relativement réduit: on fera appel soit à du TMAE $C_2[(CH_3)_2N]_4$ (seuil à 5,36 eV) ou TEA $(C_2H_5)_3N$ (seuil à 7,5 eV). Le TMAE (prononcer TAMI) offre un avantage considérable: il s'agit de l'agent organique ayant le plus faible potentiel de photoémission, et autorise l'utilisation de fenêtres de séparation avec le radiateur en quartz fondu, matériaux résistant et bon marché.

Cette vapeur (ou gaz) de photoconversion est mélangé à un gaz autorisant une amplification du signal généré par la conversion (voir le chapitre sur les détecteurs à fils). Ce gaz porteur est

généralement du CH₄ ou un mélange "classique" de chambre à fils. Les électrons générés par la conversion des photons Cherenkov sont ensuite transmis par dérive jusqu'à un système de lecture (en général une chambre à fils ou équivalent) situé hors de la zone d'acceptance aux particules (hors du détecteur proprement dit). La figure 12 illustre le principe général de la lecture d'un compteur RICH.

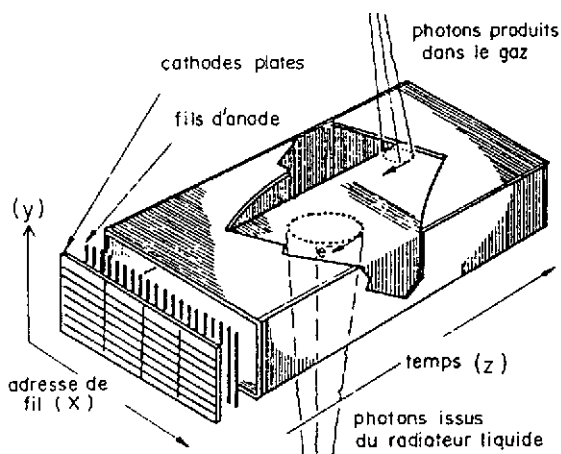


Figure 12: Principe de lecture d'un RICH par dérive des photoélectrons de l'anneau.

L'utilisation des compteurs RICH est quelque peu différente de celle des compteurs à seuil ou différentiels: compte-tenu du temps de dérive des électrons de conversion, l'identification des anneaux Cherenkov se fera lors de l'analyse des données. Un système de reconstruction de traces permet de "pointer" la localisation du centre supposé de l'anneau, tout en permettant la mesure de l'impulsion de la trace, puis la reconstruction du diamètre de l'anneau Cherenkov permet l'identification de la particule ¹⁰).

Le Barrel RICH de DELPHI

Le détecteur DELPHI est l'un des quatre grands ensembles installés auprès de l'anneau LEP du CERN. Il s'agit d'un grand détecteur à acceptation angulaire complète (détecteur 4π). Le Barrel RICH, chargé de l'identification des particules et la séparation $\pi - K - p$ entre 0,3 et 35 GeV/c dans la zone centrale combine un radiateur liquide (1 cm de Fréon C₆F₁₄, $\beta_s = 0,78$, $\theta_{\max} = 3,4^\circ$) et un radiateur gazeux (45 cm de Fréon C₅F₁₂, $\beta_s = 0,99822$, $\theta_{\max} = 38,5^\circ$). Le détecteur lui-même, de forme annulaire, est placé autour de l'axe des faisceaux du LEP. Les rayons intérieur et extérieur sont de 1,28 et 1,97 m, la longueur totale du Barrel RICH est de 3,5 m. De la sorte, la couverture angulaire s'étend de 40° à 140° par rapport à l'axe des faisceaux.

Au niveau de la construction, le Barrel RICH est constitué de 48 éléments distincts ¹¹), comprenant chacun son ensemble de radiateurs liquide et gazeux, de 6 miroirs paraboliques de 45 cm

de distance focale, le tube de photoconversion rempli d'un mélange gazeux de CH_4 (75%), de C_2H_6 (25%) et de TMAE, ainsi qu'un détecteur multifil. (figure 13).

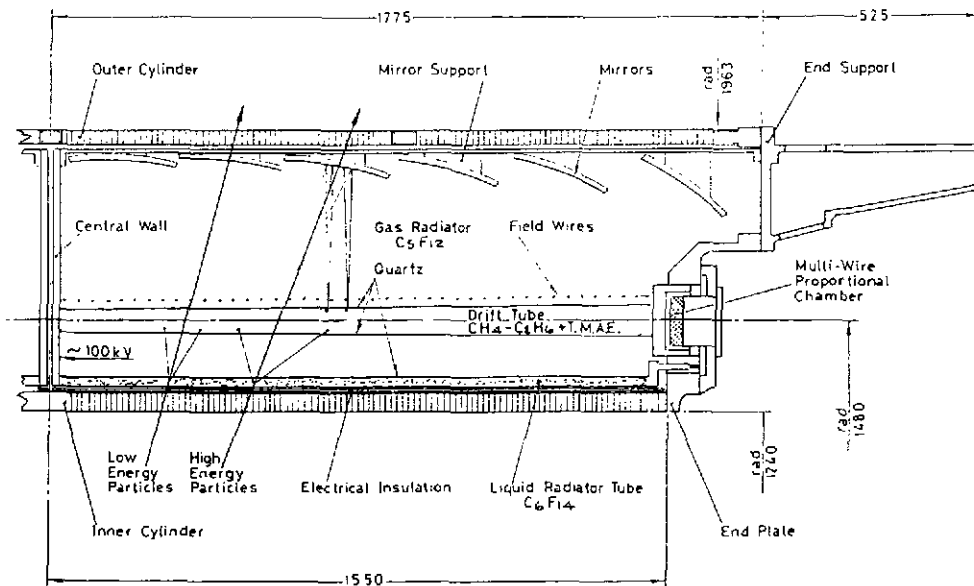


Figure 13: Elément du Barrel RICH de l'expérience Delphi

Les électrons de conversion créés dans ce volume photosensible dérivent dans un champ électrique homogène de $0,6 \text{ kV/cm}$, parallèlement au champ magnétique de $1,2 \text{ T}$ jusqu'au détecteurs multifils (espacement des fils de $2,54 \text{ mm}$) monté à l'extrémité des tubes de dérivation. Le temps maximum de dérivation est de l'ordre de 25 à $30 \mu\text{sec}$.

La table 3 regroupe les zones d'énergie utiles de chacun des radiateurs en fonction du type de particule à identifier, la figure 14 donne un aperçu des performances du Barrel RICH obtenue en faisceau test de muons de 40 GeV/c . On voit très clairement sur la figure 14.a les anneaux créés dans les radiateurs liquide et gazeux. La figure 14.b montre une accumulation de 4000 anneaux.

Particule	ΔE Radiateur Liquide	ΔE Radiateur Gazeux
e	1 à 6 MeV/c	8 à 20 MeV/c
μ	0,2 à 1,2 GeV/c	1,8 à 4,6 GeV/c
π	0,2 à 1,6 GeV/c	2,3 à 6,1 GeV/c
K	0,8 à 6 GeV/c	8 à 22 GeV/c
p	1,6 à 11 GeV/c	16 à 41 GeV/c

Table 3.
Plages d'utilisation en énergie du Barrel RICH de Delphi

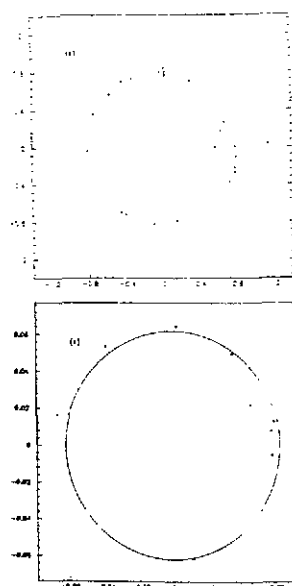
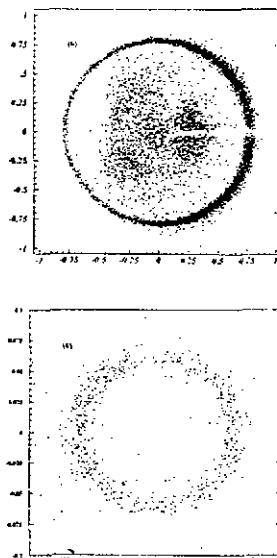


Figure 14:

Projection d'anneaux Cherenkov
dans le plan perpendiculaire
à la trajectoire de la particule.

En haut: radiateur liquide
En bas: radiateur gazeux

(a): événement unique (μ de 40 GeV/c)
(b) accumulation de 4000 anneaux



6. Evolution future: les RICHs rapides.

Bien que dotés de performances exceptionnelles, la principale limitations des détecteurs RICH tient dans leur relative lenteur: en moyenne, la vitesse de dérive des électrons est de l'ordre de $6,5 \text{ cm}/\mu\text{sec}$, et compte tenu de la taille de ces appareils, le temps de formation et de récupération d'un signal est voisin de $30 \mu\text{sec}$. Dans le futur (programmes LHC, usines à mésons B), ce temps pourrait représenter un facteur limitant incompatible avec le taux d'interactions escompté. On estime aujourd'hui que les détecteurs envisagés à l'horizon de ces projets (1998 et au-delà) devront avoir un temps de collection de l'information voisin de 50 nsec . En tout état de cause, la valeur de 100 nsec devrait être considérée comme un maximum.

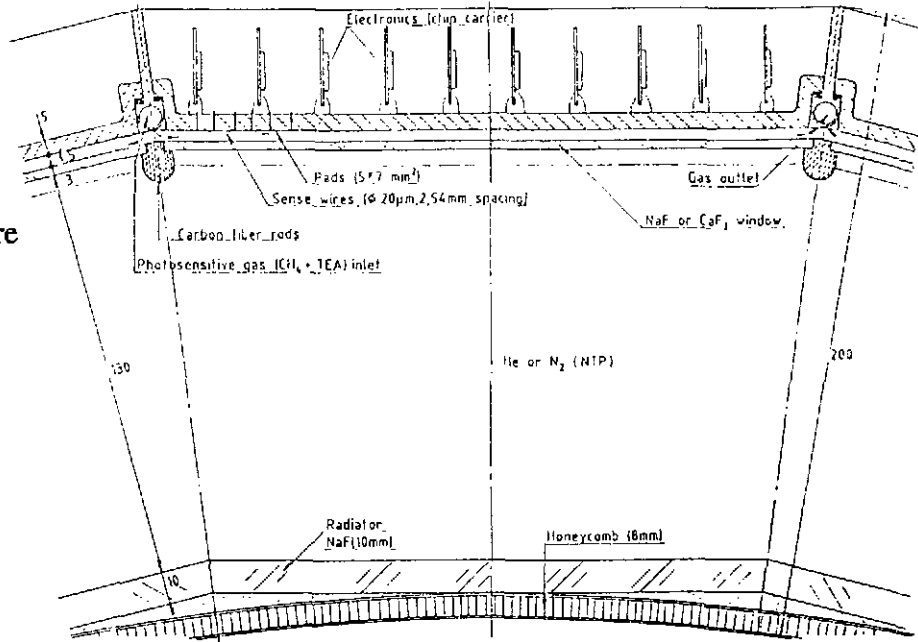
Pour arriver à ces performances, il a été proposé

- la suppression du radiateur gazeux
- le couplage direct entre volume photosensible et détecteur de photoélectrons.

Si le principe peut paraître simple, il reste à déterminer le type de compteur adéquat, et à prouver la faisabilité technique de telles solutions.

Un prototype de détecteur RICH rapide ¹²⁾ a été réalisé pour permettre de prouver la validité d'une telle approche. Il s'agit d'un détecteur de longueur utile de 13 cm (zone de développement de l'anneau Cherenkov), et d'une longueur totale de 20 cm , qu'il faut comparer aux 69 cm du Barrel RICH de DELPHI. Le détecteur d'électrons est placé directement dans le volume de conversion ($1,8 \text{ mm}$ d'épaisseur) constitué d'un mélange de CH_4 et de TEA à 20°C qui autorise un temps de collection plus court que le TMAE ($\Delta t < 15 \text{ nsec}$). La mesure directe est effectuée par des damiers de $38 \times 1,27 \text{ mm}^2$, l'électronique de lecture est placée directement en sortie des damiers (figure 15).

Figure 15:
Coupe transversale
du prototype FASTRICH
avec électronique de lecture
intégrée sur la face arrière
du photodétecteur



Les mesures effectuées avec ce prototype sont plus qu'encourageantes: on a en effet pu mesurer un temps de formation du signal de l'ordre de 40 nsec, et la résolution mesurée est de $\sigma_x = 1,03$ mm, $\sigma_y = 1,43$ mm.

Il restera, bien sûr, à résoudre d'autres contraintes techniques, mais qui sont communes à l'ensemble des détecteurs envisagés auprès des futures machines: L'intégration de l'électronique de lecture dans l'enceinte même du détecteur, avec les problèmes de refroidissement et de maintenance que cela peut comporter, et la fiabilité à long terme... Mais déjà, on peut penser que le RICH rapide peut apporter une solution dans le domaine de l'identification des particules au tournant de ce siècle.

Il est d'ores et déjà envisagé d'utiliser un tel type de détecteur auprès de la future usine à mésons B de SLAC à l'horizon 1998.

IV. LES CHAMBRES A FILS.

Comme pour les compteurs Cherenkov, le principe qui régit le fonctionnement des chambres à fils est simple au départ: une particule chargée traversant un milieu gazeux va, par ionisation des atomes de ce gaz, perdre une partie de son énergie. Cette ionisation se traduira par la création d'électrons primaires arrachés aux atomes. La charge ainsi créée sera proportionnelle à l'énergie perdue par la particule. Les électrons primaires, en perdant leur énergie, peuvent donner naissance à des électrons secondaires. On observe ainsi la propagation d'un signal dû au passage de la particule incidente. Il s'agit alors d'être capable de recueillir ce signal d'ionisation, de le traiter (amplification et stockage) afin de disposer d'une information sur la localisation de la trace de la particule. En outre, si la mesure est effectuée avec assez de précision, on verra qu'il est possible de mesurer également la perte d'énergie dE/dx de la particule au passage dans le détecteur.

1. Principes généraux:

La perte d'énergie différentielle par ionisation pour une particule chargée (charge z , vitesse β) se déplaçant dans un milieu (Z, A) peut être exprimée par la formule de Bethe-Bloch ¹³):

$$\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi N Z^2 e^4}{m c^2} \frac{Z}{A} \frac{\rho}{\beta^2} \left(\ln \frac{2 m c^2 \beta^2 E_M}{I_0^2 (1 - \beta^2)} - 2 \beta^2 \right)$$

où

N nombre d'Avogadro

m, e masse et charge de l'électron

Z, A numéro atomique et nombre de masse caractéristiques du milieu traversé

ρ densité du milieu

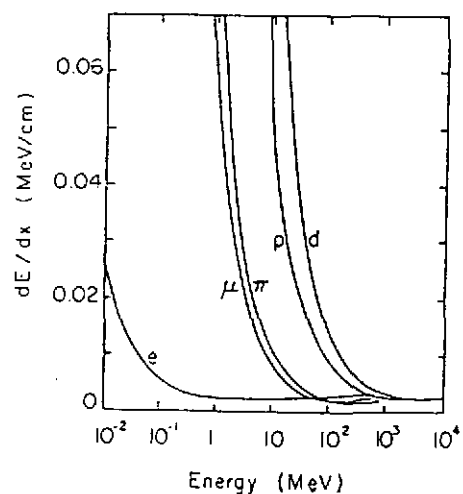
La quantité E_M représente l'énergie maximale transférée lors d'une interaction entre la particule et le milieu, et se calcule dans le cadre de la cinématique relativiste:

$$E_M = \frac{2 m \beta^2}{1 - \beta^2}$$

Par exemple, dans le cas d'un proton de 1 GeV/c ($\beta \sim 0,73$) $E_M = 1,2$ MeV. Il convient de noter toutefois que cette expression n'est qu'une approximation, qui peut perdre sa validité dans le cas de détecteurs minces, où la particule peut perdre de son énergie par émission de rayons δ .

I_0 représente le potentiel d'ionisation caractéristique du milieu. Sa valeur est en général mesurée expérimentalement, on peut néanmoins en avoir une bonne approximation par $I_0 = 16 Z^{0.9}$ (en eV)

Figure 16:
Perte d'énergie par unité de longueur dans l'air, pour différentes particules en fonction de leur énergie. (Formule de Bethe-Bloch). Au-delà d'une énergie voisine de 1 GeV, toutes les particules perdent la même énergie (particules au minimum d'ionisation).



On trouvera dans la table 4 l'essentiel des caractéristiques des principaux gaz utilisés dans les détecteurs gazeux à ionisation.

Gaz	Z	A	δ (g/cm ³)	I ₀ (eV)	dE/dx (MeV/ g cm ²)	N _p (paires d'ions/cm)
H ₂	2	2	8,38 10 ⁻⁵	15,4	4,03	5,2
O ₂	16	32	1,33 10 ⁻³	12,2	1,69	22
Ne	10	20,2	8,39 10 ⁻⁴	21,6	1,68	12
Ar	18	39,9	1,66 10 ⁻³	15,8	1,47	29,4
Xe	54	131,3	5,49 10 ⁻³	12,1	1,23	44
CO ₂	22	44	1,86 10 ⁻³	13,7	1,62	34
CH ₄	10	16	6,70 10 ⁻⁴	13,1	2,21	16
DME	26	46	2,91 10 ⁻³	10,0	1,85	55

Table 4: Caractéristiques de quelques gaz utilisables en compteurs gazeux
(N_p: Nombre de paires d'ions créés)

L'étude de la formule de Bethe-Bloch fait apparaître deux caractéristiques importantes:

- L'énergie perdue par la particule et déposée dans le gaz varie essentiellement avec $1 / \beta^2$. De ce fait, la mesure précise de l'énergie déposée corrélée à la localisation de la trajectoire (mesure du moment) permettra une identification de la particule.

- En traçant la variation de dE/dx en fonction de β , on s'aperçoit (figure 16) qu'au delà d'une certaine valeur ($\beta \sim 0,97$) le dépôt d'énergie est constant à une valeur minimum. On parlera alors de particules au minimum d'ionisation (MIP pour Minimum Ionising Particles). En gros, l'énergie des particules correspondant au minimum d'ionisation est très voisine de la masse des particules considérée. Ainsi, un proton sera au minimum d'ionisation à partir de 1 GeV/c, un électron à partir de 0,5 MeV....

Il nous faut encore noter que la perte d'énergie dans un gaz est le résultat de deux processus distincts: les interactions rapprochées et les interactions distantes. Les premières se caractérisent par une énergie transférée importante (jusqu'à la valeur E_M), et donnent lieu à libération de charges électriques (ionisation proprement dite, qui nous intéresse). Les interactions plus distantes, quant à elles, auront pour résultat un transfert d'énergie plus faible, donnant lieu dans la plupart des cas à une excitation des atomes du gaz. L'énergie totale perdue est fonction de ces deux processus dans des proportions à peu près égale. La figure 17 illustre la probabilité relative de l'ensemble des processus

de transfert d'énergie. La zone qui intéressera les détecteurs à fil se situe évidemment entre l'énergie au minimum d'ionisation E_i et la valeur maximale disponible E_M .

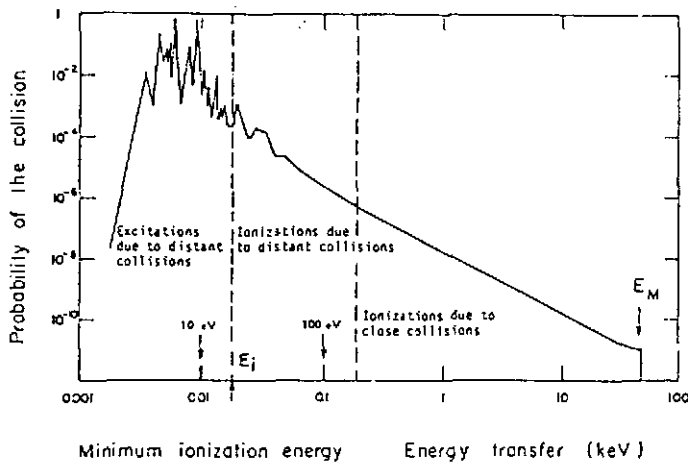


Figure 17:

Probabilité relative pour différents processus de perte d'énergie dans le cas d'électrons de 100 keV. Dans ce cas, $E_M = 50$ keV (limite cinématique)

2. Mécanisme de base des compteurs à fils.

Prenons l'exemple du compteur proportionnel, qui est en quelque sorte l'ancêtre des chambres à fils. Ce type de compteur ¹⁴⁾ se compose d'un fil anode, de rayon a , entouré d'un tube cathode de rayon interne b . Le tube est rempli d'un gaz (figure 18). Une tension $+V_0$ est appliquée à l'anode, cependant que la cathode est reliée à la masse. Dans le tube, à une distance r de l'anode, le champ électrique a pour valeur

$$E(r) = V_0 / r \ln(b/a)$$

et sa valeur atteint son maximum $E(a)$ sur l'anode. Le passage d'une particule chargée dans le tube libèrera une série d'électrons primaires, pour peu que l'énergie transférée au milieu soit supérieure au potentiel d'ionisation de celui-ci. Sous l'effet du champ électrique présent dans le tube, les électrons vont alors migrer sur l'anode. Le signal électrique détecté sera fonction du nombre de charges collectées et de la valeur du couplage capacitif à l'anode: $V = n.e / C$

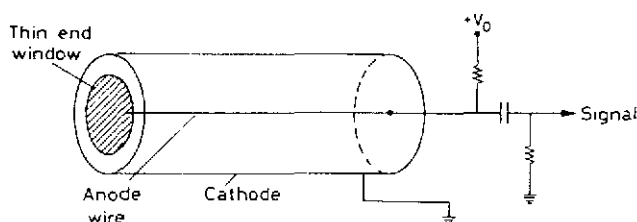


Figure 18:
Compteur proportionnel

A partir de cet exemple simple, on peut aisément comprendre quels sont les paramètres primordiaux qui vont régir le fonctionnement des détecteurs gazeux à fils: outre la géométrie propre du détecteur, il s'agira de la *tension de fonctionnement* et du choix du *type de gaz*.

Typiquement, si l'on considère un tube de 1 cm de rayon rempli d'argon, une particule au minimum d'ionisation libère environ 120 ions. A travers une capacité de 10pF (valeur typique), on récolterait donc un signal $V \sim 2 \mu V$. Il est clair qu'une valeur aussi faible est bien en deçà des possibilités de détection électronique actuelles. Mais un deuxième phénomène peut venir au secours de l'expérimentateur, dépendant des conditions de tension appliquée au compteur:

3. Régimes de fonctionnement des compteurs proportionnels.

La collection des électrons d'ionisation dans un compteur proportionnel sera plus ou moins efficace selon l'intensité du champ électrique appliqué. En suivant la valeur du signal collecté en fonction du champ électrique, donc de la tension appliquée pour une géométrie donnée, on peut distinguer 5 régimes de fonctionnement distincts (figure 19):

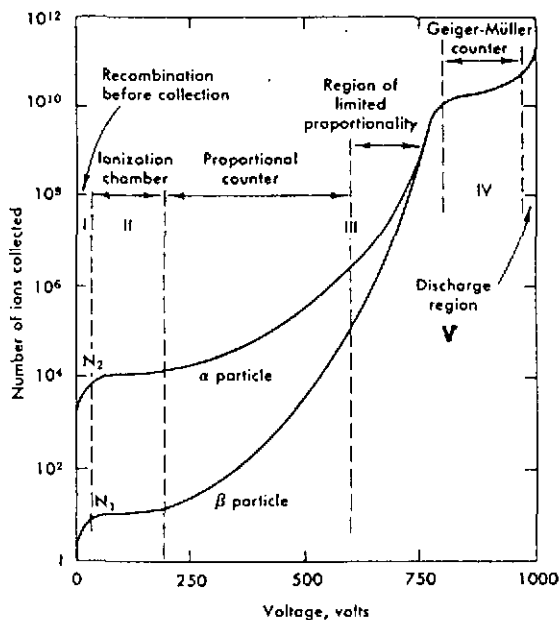


Figure 19:

Nombre d'ions collectés selon la tension appliquée à un compteur proportionnel. Illustration des régimes de fonctionnement.

- *Zone I: Régime de recombinaison des atomes du gaz:* Le champ électrique est inférieur au champ propre des ions. Par auto attraction, les électrons primaires se recombinent avec les ions positifs. Au mieux, on observera un signal très faible, de l'ordre du bruit de fond.

- *Zone II: Régime de la chambre à ionisation:* Le champ présent est à présent supérieur au champ propre des ions. L'ensemble des électrons primaires produits migrent vers l'anode (exemple numérique précédent) où ils sont fidèlement recueillis. On observera un signal assez faible, de l'ordre de 1 électron pour 30 eV perdus par la particule traversante.

- *Zone III: Régime proportionnel:* Le champ est suffisamment intense pour accélérer les électrons produits de telle manière qu'à leur tour, ils puissent ioniser le gaz, créant ainsi des électrons secondaires... Pour le cas du compteur proportionnel évoqué plus haut, la valeur du champ augmente très rapidement au voisinage de l'anode ($1/r$). A partir d'une distance de l'ordre de quelques rayons anode, un phénomène de multiplication va commencer, menant à une avalanche dans laquelle l'anode est entourée d'électrons cependant que les ions positifs sont repoussés vers la cathode, empêchant ainsi toute recombinaison atomique (figure 20). On assiste donc à une amplification du signal (pouvant atteindre un facteur 10^6), mais le signal reste toujours proportionnel à l'ionisation primaire, donc à la perte d'énergie dE/dx .

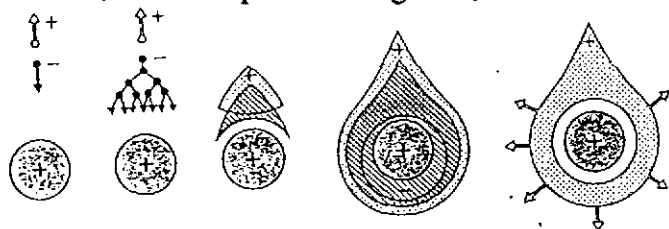


Figure 20:
Evolution d'une avalanche dans un compteur proportionnel. La zone hachurée représente le nuage d'électrons (-), la zone en pointillé les ions (+).

- *Zone IV: Régime Geiger-Müller:* Le phénomène d'avalanche décrit précédemment est à son tour amplifié par les avalanches produites par les photons de désexcitation des ions. On observe une saturation du signal, la proportionnalité est perdue, un plasma se forme autour de l'anode.

- *Zone V: Régime de décharge (à éviter...):* Sous l'effet du champ, on assiste à une dissociation des atomes du gaz. On observe un signal permanent, même en l'absence de particules. Ce phénomène de décharges peut s'étendre sur l'ensemble du compteur: il y a risque de claquage et de destruction pure et simple du détecteur...

Il est clair que dans la mesure du possible, les conditions optimales à rechercher pour la définition et le fonctionnement d'un tel compteur se placent dans la partie supérieure de la Zone III, sans atteindre le régime de Geiger-Müller.

4. Choix du gaz - Phénomènes de décharges.

En principe, le phénomène d'ionisation se produisant dans tout milieux gazeux, on pourrait utiliser n'importe quel gaz ou mélange de gaz pour le fonctionnement d'une chambre à fils. Mais dans la plupart des cas, les condition expérimentales recherchées vont restreindre le choix à quelques types de gaz:

- Le gain doit être maximisé (nombre d'électrons primaires maximum et avalanche présente),
- La tension appliquée au détecteur doit pouvoir être aussi faible que possible, pour éviter les risques de claquage,
- Le phénomène d'avalanche doit pouvoir se produire en conservant une bonne proportionnalité.
- Le temps mort (temps de migration des électrons et formation de l'avalanche) doit être aussi réduit que possible,
- La durée de vie du détecteur doit être aussi longue que possible.

Les gaz nobles (argon, xénon., néon..) se sont révélés intéressants, surtout du point du gain atteignable ¹⁵). Dans ces gaz, le phénomène d'avalanche peut se produire à moindre valeur du champ. D'un autre côté, le nombre moyen d'ions produits par unité de longueur au passage d'une particule est important: 30 pour l'argon, 44 pour le xénon, à comparer à 6 pour l'hélium ou 5 pour l'hydrogène. Pour des raisons économiques, on préférera en fait le plus souvent l'argon.

Néanmoins, le choix d'un gaz comme l'argon ne permet que d'avoir un gain de l'ordre de 10^3 - 10^4 . En effet, durant le processus d'avalanche au voisinage de l'anode, des atomes excités sont formés. Pour les gaz nobles, la desexcitation ne peut se faire que par émission d'un photon, et l'énergie minimale d'un photon de desexcitation de l'argon (11,6 eV) est bien au-delà du potentiel d'ionisation du métal constitutif de la cathode (7,7 eV pour le cuivre, par exemple). De ce fait, pour les ions migrant vers la cathode, des photoélectrons peuvent être arrachés, induisant à leur tour une nouvelle avalanche, risquant de provoquer des décharges.

L'addition d'un gaz polyatomique peut permettre de corriger ce problème: un tel gaz autorise un nombre important d'état excités non radiatifs. En absorbant les photons d'excitation de l'argon, un gaz polyatomique dissipe l'excès d'énergie soit par collisions inélastiques, soit (le plus souvent) par simple dissociation. L'addition même de traces d'un tel gaz, le "quencher", permettra d'atteindre des gains bien plus importants sans temps mort excessif et surtout sans risques pour le détecteur. Le quencher étant consommé dans le processus, il conviendra alors de pourvoir à un flux de gaz dans le compteur.

A titre d'exemple, on peut évoquer très brièvement quelques mélanges gazeux "classiques" utilisés dans des chambres à fils (les proportions sont données à titre indicatif):

- Ar (90%) / CH_4 (10%)
- Ar (75%) / Isobutane C_4H_{10} (24,5%) / Fréon (0,5%) ("Gaz Magique ")
- Ar (89%) / CO_2 (10%) / CH_4 (1%) ("HRS Gaz")
- Ar (90%) / Diméthyléther (10%)

5. Evolution temporelle du signal:

On a vu que le processus d'avalanche démarre à faible distance de l'anode (typiquement quelques rayons). A cette distance, la vitesse des électrons soumis au champ sera importante: de l'ordre de 5 cm/ μ sec. Le processus complet d'avalanche et de collection des électrons sera donc bref, de l'ordre de grandeur de la nanoseconde. A partir de là, la migration des ions vers la cathode, à vitesse décroissante, va contribuer, par induction, à un étalement du signal sur l'anode. Typiquement, on observera le signal résultant sous la forme donnée dans la figure 21. En général, la totalité du signal généré ne sera pas prise en compte: pour limiter le temps mort, on va couper le signal par une différentiation (circuit RC) de constante $\tau = RC$.

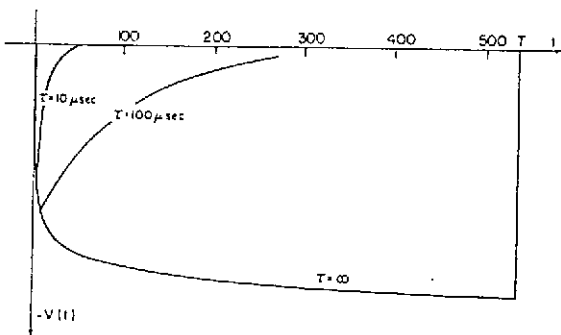
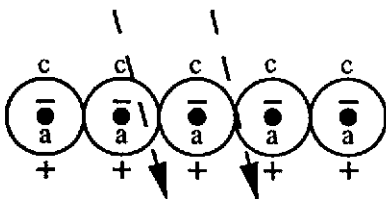


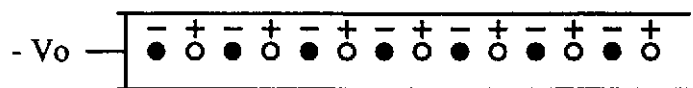
Figure 21:
Evolution temporelle du signal d'un compteur proportionnel. La figure montre l'effet de coupure due au circuit RC de sortie avec deux constantes de temps différentes.

6. Les chambres Proportionnelles Multifils (MWPC)

A la fin des années soixante, la famille des détecteurs gazeux à fils était représentée par les compteurs proportionnels. Ceux-ci présentaient des limitations sévères à leur utilisation en physique expérimentale: temps mort important (et donc incapacité à traiter des flux d'événements importants), résolution spatiale limitée (de l'ordre de la taille du tube cathodique), et surtout impossibilité de concevoir des détecteurs à fine granularité. On avait bien tenté d'améliorer le système: en juxtaposant un ensemble de compteurs proportionnels (figure 22.a) on pouvait espérer couvrir des surfaces plus importantes, mais au prix d'une perte d'efficacité à la jointure de deux compteurs. La réalisation de cellules multifilaires (figure 22.b) permettait en principe de palier ce défaut. Mais dans ce cas, une chute de gradient au voisinage de l'anode dégradait profondément les performances escomptées de ce type de détecteur.



(a): juxtaposition



(b): étalement

Figure 22: amélioration du compteur proportionnel.

La solution décisive apparut en 1968 avec le développement de la Chambre Proportionnelle Multifils par G. Charpak et son équipe ¹⁶⁾. Celui-ci pu montrer, en effet, qu'un ensemble de fils anodes disposés entre deux plan cathodiques parallèles se comportait comme un ensemble de compteurs proportionnels indépendants mais sans séparation physique.

Une telle chambre est typiquement constituée d'un plan de fils anodes de faible diamètre (de l'ordre de 20 μm), régulièrement espacés et situé entre deux plans cathodiques portés à la haute tension (figure 23). Pour la réalisation de ces plans cathodiques, on fait en général appel à des fils de diamètre plus important pour supporter la tension (entre 50 et 150 μm), ou une grille, voire un plan conducteur (mylar aluminisé).

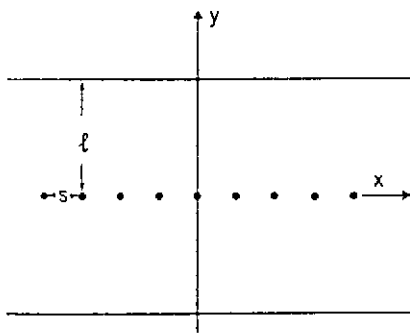


Figure 23
Schéma d'une MWPC

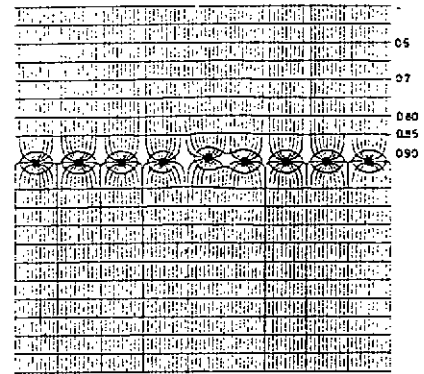


Figure 24
Courbes équipotentielles d'une MWPC

La figure 24 donne un schéma des courbes équipotentielles générées par une telle chambre. Hors de la région proche des fils anodes, où on retrouve le comportement des compteurs proportionnels, les lignes de champ sont quasi-parallèles et représentent un champ constant. On peut voir sur cette illustration désormais classique un défaut d'homogénéité dû à une erreur de placement de l'un des fils.

A l'ionisation due au passage d'une particule, les électrons et les ions libérés dans la région à champ constant vont suivre les lignes de champ vers l'anode la plus proche et la cathode opposée. Au voisinage immédiat de l'anode, les électrons accélérés par le champ intense (variant en $1/r$) vont produire une avalanche. Les ions positifs libérés dans cette avalanche vont induire un signal négatif sur l'anode, comme on l'a vu dans le cas du compteur proportionnel. Par couplage les anodes voisines vont également être touchées, mais dans ce cas le signal induit sera positif et de faible amplitude (figure 25). Si donc la gerbe secondaire devait s'étaler sur un plus grand nombre de fils anode, cette compensation fait que 1 à 2 fils seulement donnent un signal mesurable au passage d'une particule.

En conséquence, la résolution typique que l'on peut attendre des MWPC correspond à $\pm 1/2$ pas des fils anodes, soit une résolution de l'ordre de 500 μm dans le meilleur cas.

On peut encore souligner le fait qu'une MWPC est un détecteur multitraces, puisque chaque fil anode se comporte comme un compteur indépendant, sous réserve que la séparation des traces soit supérieure au pas des fils. Nous y reviendrons plus loin.

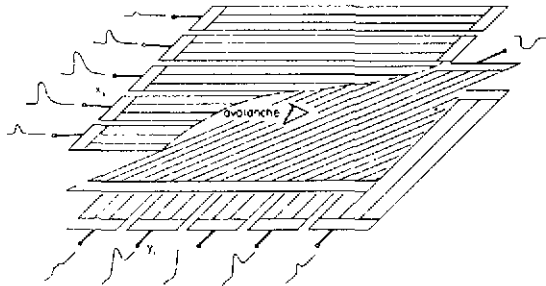


Figure 25:
Répartition des charges et signaux recueillis par une MWPC

Les MWPC calorimétriques de l'expérience R704

L'exemple des chambres à fils de l'expérience R704 permet d'illustrer les potentialités de ce type de détecteur au-delà de la simple localisation du passage d'une particule chargée. Ces chambres à fils, placées à l'intérieur du calorimètre de l'expérience ont eu pour but principal la localisation précise de la position de la gerbe électromagnétique et la séparation des gerbes électromagnétiques et hadroniques par reconnaissance de forme. Dans ce cas précis, il faut noter que la mesure de position se fera sur une gerbe (tache) et non pas sur le passage d'une particule isolée (point).

Les chambres sont constituées d'un plan de fils anodes de $20\ \mu\text{m}$ de diamètre, disposés avec un pas de 4 mm. Les deux plans cathodes sont faits de bandes de 9 mm de large avec un pas de 10 mm déposées sur un support de kapton. La distance de chaque plan cathodique avec le plan anode est de 5 mm (figure 26). La surface active de ces chambres est de $1,1 \times 0,97\ \text{m}^2$. L'originalité dans ce cas est que le plan anode est porté à la haute tension cependant que la lecture du signal se fait sur les bandes cathodique. De la sorte, on peut avec une seule chambre disposer d'une information bi-dimensionnelle (chambre X-Y). En outre, le signal collecté est lu de façon analogique, on peut mesurer ainsi la charge électrique déposée sur chaque bande cathodique (17).

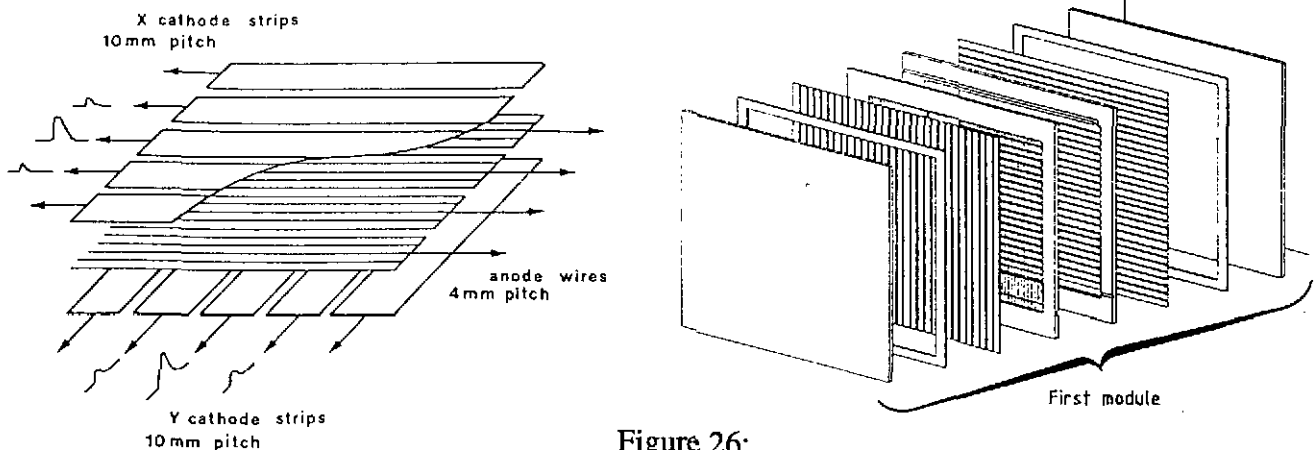


Figure 26:
Chambres analogiques à lecture cathodique de l'expérience R704

Les chambres sont remplies d'un mélange d'argon (80%) et de CO₂ (20%). Le gain mesuré est restreint ($3 - 4 \cdot 10^3$) de manière à assurer un fonctionnement en régime proportionnel, nécessité par la mesure précise de la charge totale déposée. Pour illustrer l'importance du contrôle du mélange gazeux, on peut relever qu'une variation de 1% dans la proportion du CO₂ menait à une variation mesurée de gain de 17%.

La résolution spatiale de ces chambres à lecture cathodique a été mesurée en faisceau test avec des gerbes d'électrons. Les valeurs mesurées sont bonnes ($\sigma = 2,4$ mm, 98% des événements dans 10 mm pour des électrons de 4 GeV), on constate cependant une certaine dégradation de la résolution en fonction de l'énergie ($\sigma = 5,8$ mm, 91% des événements dans 10 mm pour des électrons de 2 GeV).

Pour ce qui est de l'utilisation de telles chambres en reconnaissance de forme, l'utilisation de la mesure de la charge déposée sur chaque bande cathodique est faite de la manière suivante: si sur une cathode i de position x_i on enregistre une charge déposée a_i , le barycentre de la gerbe sera donné par la formule simple

$$\bar{x} = \frac{\sum_i x_i a_i}{\sum_i a_i}$$

Il est clair que cette valeur donne une indication sur la position de la gerbe, mais aucune information sur sa forme. Par contre, l'estimation du moment d'ordre 2 de la gerbe

$$\mathcal{M} = \frac{\sum_i a_i (x_i - \bar{x})^2}{\sum_i a_i}$$

permettra de séparer les gerbes dues aux hadrons, moins étalées (figure 27.a) de celles dues aux électrons (figure 27.b). On a pu par cette méthode mesurer une efficacité de reconnaissance de 98% pour des gerbes d'électrons avec une pollution de moins de 3% due aux gerbes hadroniques.

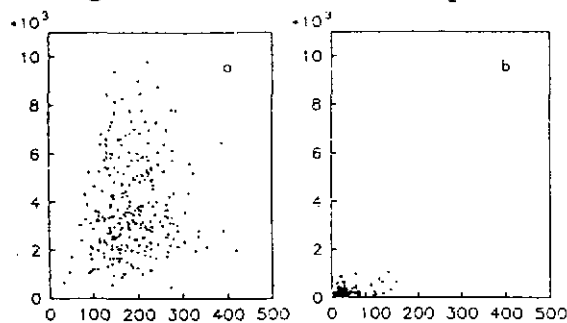
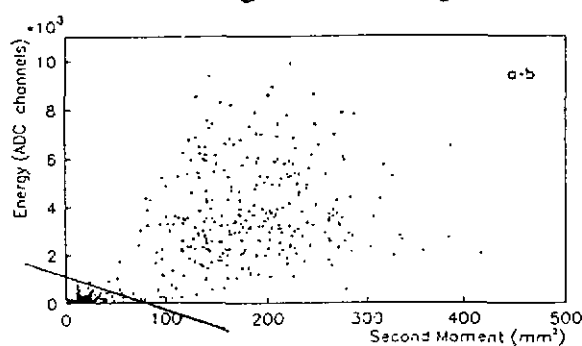


Figure 27.a:
Moment d'ordre 2 de
gerbes hadroniques

Figure 27.b
Moment d'ordre 2 de
gerbes électroniques



Somme de (a) et (b)
avec coupure

7. Problèmes d'évolution...

On a vu que dans leur principe, les chambres de type MWPC permettent la localisation du passage d'une particule selon la direction perpendiculaire à l'orientation des anodes. Pour disposer d'une seconde coordonnée, on peut utiliser une deuxième chambre, ou (exemple ci-dessus) disposer de chambres à lecture X-Y. De telles chambres sont la plupart du temps utilisées dans le cadre d'un spectromètre magnétique pour mesurer l'impulsion des particules les traversant. Dans ce cas, l'augmentation de l'énergie des faisceaux disponibles (et donc des particules) va poser quelques problèmes:

Supposons un spectromètre fait d'une série de MWPC mesurant l'impulsion de particules après déflexion par un champ magnétique (figure 28). La précision que l'on pourra attendre sur cette impulsion sera évidemment fonction de la précision sur la mesure de l'angle de déflexion:

$$\frac{\Delta p}{p} = p \Delta \alpha$$

comme $\Delta \alpha = \frac{1}{L} \Delta Y$, on aura $\frac{\Delta p}{p} = \frac{p}{L} \Delta Y$

On voit immédiatement que pour garder une bonne précision sur p , plus l'énergie disponible va augmenter, plus il faudrait réduire la résolution propre ΔY (et donc réduire le pas des anodes) ou augmenter le bras de levier L (et donc augmenter la dimension des chambres). Chacune de ces deux solutions se heurte à des difficultés technologiques importantes, et d'un autre côté il devient rapidement difficile de contenir le coût financier dans des limites raisonnables...

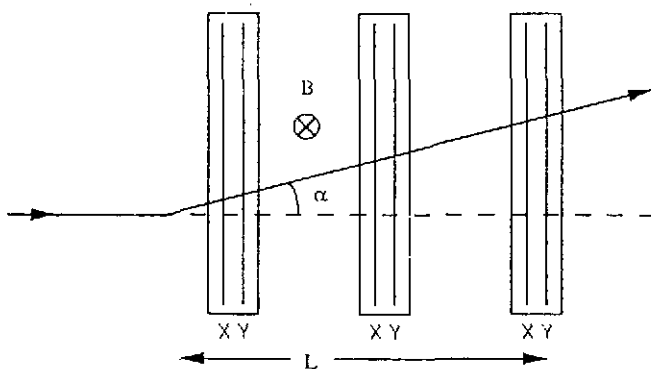


Figure 28:
Problèmes de dimensionnement

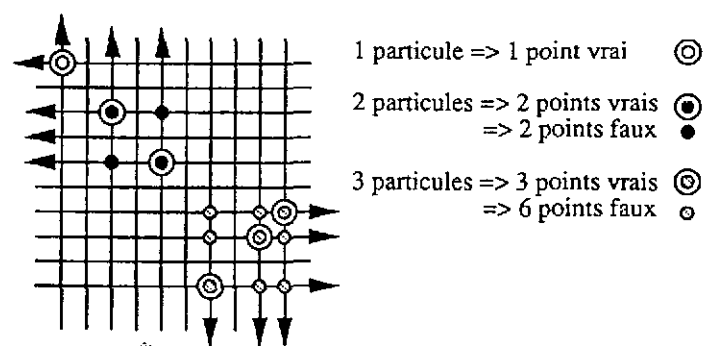


Figure 29:
Problèmes de combinatoire

En outre, l'augmentation de l'énergie disponible se traduit par une augmentation de la multiplicité des événements à analyser. Pour une chambre MWPC à deux dimensions (X-Y), le problème de multiplicité devient rapidement insoluble (figure 29): pour une particule, on disposera

d'une information X et une Y, soit une seule solution. Pour deux particules, avec 2 informations X et 2 en Y, on trouve 4 points possibles, dont 2 faux. Il est simple de généraliser: Pour N particules (N fils X et N fils Y touchés), il y a N^2 solutions, dont $N(N-1)$ fausses. On peut lever une partie de ces ambiguïtés combinatoires en rajoutant de nouveaux plans de fils en diagonale (Plans U, plans V...) en retrouvant ainsi un problème de technologie, voire de coût.

Enfin, l'augmentation de la multiplicité augmente la difficulté en ce qui concerne la séparation de traces. Encore une fois, on peut choisir de réduire le pas des fils, et il devient très difficile de descendre en dessous du millimètre, ou d'éloigner les chambres du point d'interaction, et donc d'augmenter leurs dimensions et donc...

Il s'agit là des principales limitations rencontrées par les MWPC, la solution à ces problèmes est apparue dans les années 1980 avec l'avènement des chambres à dérive.

8. Chambres à dérive (MWDC).

Au début du développement des MWPCs, G. Charpak et son équipe ont réalisé qu'il était également possible de mesurer la localisation spatiale d'une particule par le mesure du temps de dérive des électrons primaires et secondaires vers l'anode¹⁸). Cela demande la connaissance précise de la vitesse de propagation du signal dans le gaz contenu dans la chambre (vitesse de dérive) et nécessite un système de déclenchement extérieur permettant de signaler l'arrivée d'une particule à mesurer. Sous ces conditions, la position de la particule est donnée par

$$x = \int_{t_0}^{t_1} u \, dt$$

où

u : vitesse de dérive dans le gaz

t₀: moment d'arrivée de la particule (déclenchement d'une horloge)

t₁: moment d'apparition du signal sur le fil anode.

La figure 30 illustre le principe d'opération d'une telle chambre à dérive. La cellule de dérive est définie à une extrémité par un plan cathodique porté à la haute tension et à l'autre par un compteur proportionnel. Pour assurer un champ électrique et une vitesse de dérive constante, une série de cathodes de champ sont disposées le long de la zone de dérive et définissent un gradient de tension. Avec une cellule de ce type, on a pu confirmer la validité de cette méthode de localisation sur des longueurs de dérive de l'ordre de 50 cm.

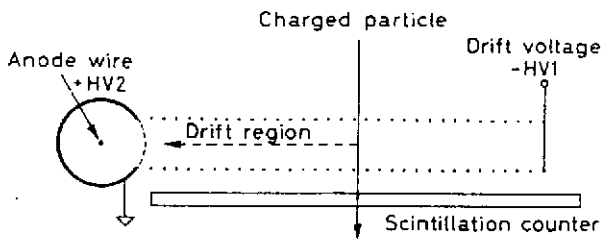


Figure 30: Principe de la Chambre à dérive

En pratique, on se limitera à des distances centimétriques, pour éviter de dégrader la résolution par diffusion des électrons dans le gaz, et pour éviter l'utilisation de très hautes tensions.

En principe, on va utiliser une structure voisine de celle des MWPC, en juxtaposant des cellules de dérives entre des plans cathodiques (figure 31). Il apparaît néanmoins un problème d'uniformité du champ entre les anodes, problème qui va être corrigé par l'installation de fils de champ supplémentaires dans le plan anodique (voir figure).

Le problème principal des chambres à dérive est la présence d'une ambiguïté Gauche - Droite pour une particule passant à peu près à égale distance entre deux fils. Les électrons vont en effet migrer vers les deux anodes voisines de la trace chargée. Pour résoudre cette ambiguïté, on peut soit doubler les plans anodiques en décalant chaque cellule d'un demi-pas, ou choisir de lire également les fils de champ interstitiels.

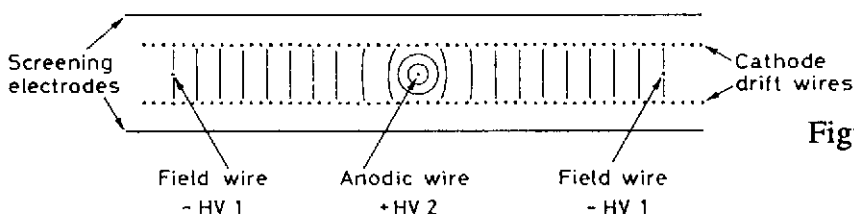


Figure 31: Cellule de dérive d'une MWDC

Pour ce qui est des performances des chambres à dérive, compte tenu d'une vitesse de dérive de l'ordre du $\text{cm}/\mu\text{sec}$ dans les gaz les plus couramment utilisés, et de la possibilité de mesurer le temps de dérive avec une précision de l'ordre de la nanoseconde (TDC actuels), il est possible d'atteindre une résolution en position voisine de $100 \mu\text{m}$ avec des fils anodes espacés de quelques 2 cm.

La Chambre à Dérive Centrale de MARKII (USA)

Installé sur le collisionneur SLC, le détecteur MarkII est un exemple typique des grands détecteurs de physique des particules des années 1980. La figure 32 nous montre une vue générale du détecteur MarkII. La Chambre à Dérive ¹⁹⁾ occupe la partie centrale du détecteur et doit permettre

la mesure de l'impulsion des particules déviées par un champ magnétique de 4,5 T ainsi que la séparation des électrons et des hadrons par mesure de l'énergie perdue dE/dx .

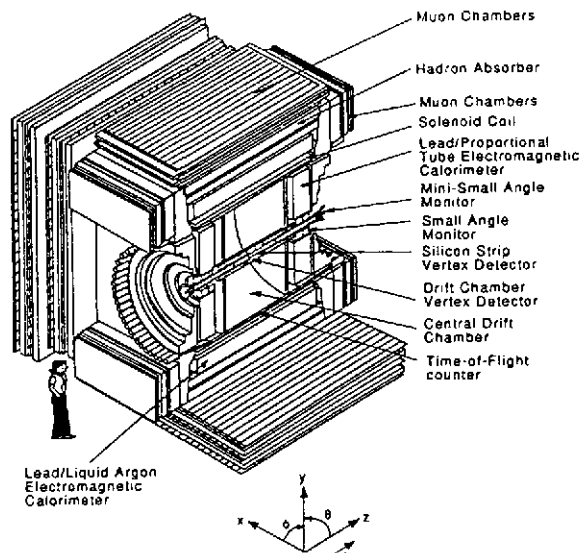


Figure 32:
Vue générale de MarkII

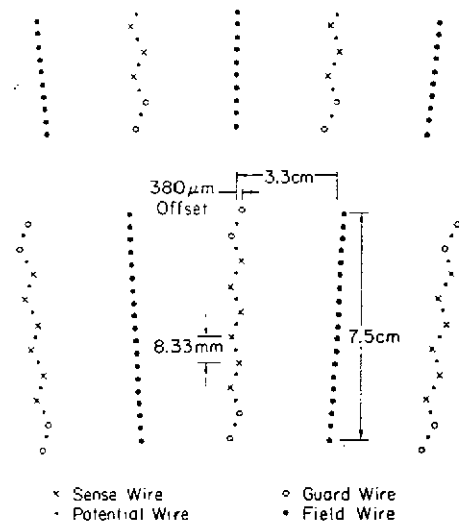


Figure 33:
Décomposition d'une des 972 cellules
de la Chambre à Dérive.

La Chambre à Dérive Centrale occupe un cylindre de diamètre 2,66 m, de longueur 2,30 m disposé parallèlement à l'axe des faisceaux d'électrons et de positrons en collision. Au total, cette chambre comporte 972 cellules de dérive disposées selon 12 plans concentriques. Chaque cellule de $6,6 \times 7,5 \text{ cm}^2$ se décompose comme suit (figure 33):

- un ensemble de 6 fils anodes de diamètre 30μ , disposés au pas de 8,33 mm et décalés de 380μ pour lever les ambiguïtés "gauche-droite".
- un ensemble de 6 fils de champ de diamètre 102μ intercalés entre les anodes,
- 4 fils de garde de diamètre 305μ destinés à séparer les cellules.

L'espace de dérive est défini par 19 fils de diamètre 102μ .

Afin de lever les ambiguïtés combinatoires, la moitié des 12 plans de cellules est décalée d'un angle de $\pm 4^\circ$ par rapport à l'axe des faisceaux. L'ensemble de la chambre représente 5832 fils d'anodes et au total, la chambre à dérive de MarkII compte 36936 fils tendus entre deux plaques circulaires. La tension totale exercée par ces fils est de 20 tonnes. Le gaz de la chambre est un mélange d'argon (89%), de CO_2 (10%) et de CH_4 (1%).

La mesure de position est effectuée en digitisant le temps de dérive par TDC, avec une précision de $\pm 1 \text{ nsec}$. Pour une particule croisant l'ensemble de la chambre, on doit pouvoir disposer de (12 plans \times 6 fils par cellule) 72 points de mesure. En plus du temps de dérive, la charge

déposée sur chaque fil anode est mesurée par ADC, on disposera donc également de 72 mesures de dE/dx .

Notons encore qu'en raison de la présence d'un champ magnétique, les électrons d'ionisation dérivant dans la cellule subiront une déflexion de $18,9^\circ$.

Au niveau des paramètres de fonctionnement de cette chambre, on peut relever:

- Vitesse de dérive dans le gaz: $52 \mu / \text{nsec}$.
- Champ électrique de dérive dans une cellule: 900 V/cm .
- Gain de la chambre: $2 \cdot 10^4$

Pour ce qui est des performances de cette chambre à dérive, la résolution a été mesurée tant en faisceau tests qu'en expérience, par reconstruction d'événements ne contenant que deux électrons dans l'état final (paires de Bhabha):

- Résolution propre due à la diffusion dans le gaz: 150μ .
- Erreur due à l'électronique de lecture: 50μ .
- Erreur due à la précision du positionnement des fils: 25μ .

L'erreur moyenne, de l'ordre de 200μ , dépend en fait essentiellement de la distance de dérive (figure 34). On en tire, pour la mesure de l'impulsion, une précision $\sigma(p)/p^2$ meilleure que $0,15\%$ GeV^{-1} pour des particules perpendiculaires à l'axe des faisceaux, cette précision augmentant jusqu'à $0,45\%$ GeV^{-1} dans le cas de traces à faible angle polaire.

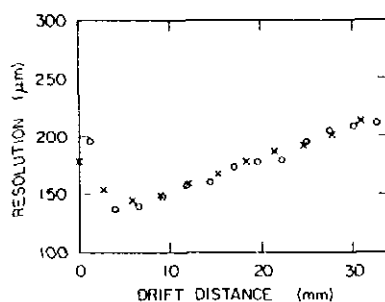


Figure 34:
Résolution intrinsèque (cercles ouverts) et résolution de reconstruction (croix) en fonction de la distance de dérive pour des événements Bhabhas

9. Chambres à projection temporelles (TPC)

On a vu que pour les Chambres proportionnelles multifils ou les chambres à dérive, la trajectoire des particules est mesurée une seule fois par plan de chambre présent. Pour les événements complexes, une reconstruction précise demande une multiplication coûteuse et délicate des plans de mesures (dans le cas de MARKII, douze plans de mesure représentent un total de près de 6000 anodes pour 972 cellules de mesure).

La chambre à projection temporelle, issue de la chambre à dérivation, permet d'apporter une solution élégante à ce problème: il s'agit de disposer d'un volume unique de dérivation gazeux, dans lequel les électrons d'ionisation libérés par la particule ionisante le long de son parcours dériveront vers une chambre proportionnelle à deux dimensions. Dans ce cas, il est préférable que les électrons de dérivation ne subissent pas de déflexion au cours de leur migration. On choisira donc une configuration où le champ magnétique de déflexion des particules sera parallèle au champ électrique de migration. La troisième dimension sera fournie par la mesure du temps de dérivation (figure 35).

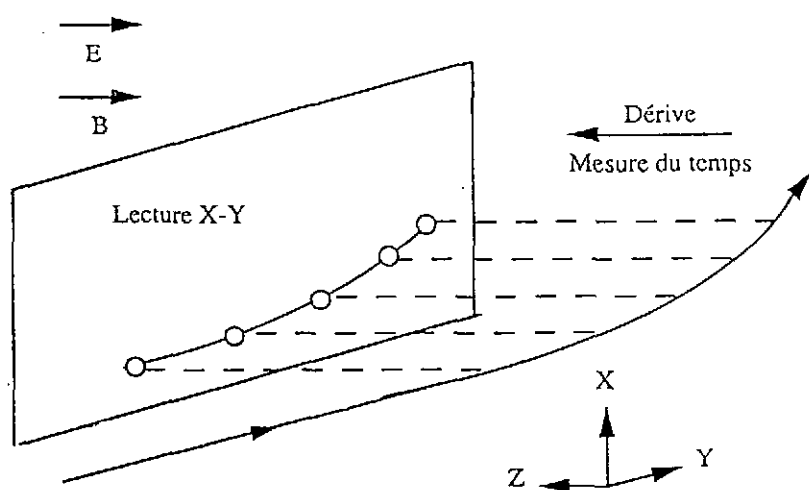


Figure 35:
Principe général de fonctionnement
de la Chambre à Projection
Temporelle (TPC)

De la sorte, on va diviser le volume de la chambre (assimilé au volume gazeux) en cellules dont les dimensions seront fonction de la granularité de la chambre de lecture (coordonnées spatiales) et de la précision de la mesure du temps de dérivation (coordonnée temporelle). Une seule chambre de lecture est donc suffisante pour un volume de mesure même important. Et dans la mesure où les champs électriques et magnétiques sont parallèles, un volume total de la chambre de plusieurs m^3 est possible.

L'intérêt de ce type de détecteur est évident: on élimine virtuellement tous les problèmes de combinatoire, le détecteur étant constitué de cellules élémentaires, et l'ensemble du système fournissant directement les coordonnées de points dans l'espace de façon univoque. La contrainte principale est non moins évidente: l'uniformité des champs tant électrique que magnétique est une nécessité pour conserver une taille identique à toutes les cellules de mesure. De fait, on observera une relative imprécision dans la direction de migration des électrons.

La TPC de l'expérience NA36.

Nous avons déjà évoqué cette expérience utilisant des faisceaux d'ions ultra relativistes (160 GeV/nucléon) au CERN. Pour cette expérience, l'enregistrement des traces chargées est confiée à

une TPC placée dans le champ magnétique d'un aimant supra conducteur de 2,7 T (figure 36). Les caractéristiques principales de cette chambre à projection temporelle sont les suivantes ²⁰:

- Volume gazeux: $0,5 \times 0,5 \times 1,0 = 0,25 \text{ m}^3$
- Distance de dérive: 50 cm
- Mélange gazeux: Ar (91%) et CH₄ (9%)
- Vitesse de dérive: 50 $\mu\text{m}/\text{nsec}$ (soit un temps de migration maximum de 10 μsec).
- Chambre de lecture : 40 rangs de 192 anodes de 1 cm de long
espacement de 2,54 mm
Fils de champ intercalés
(La figure 37 donne un aperçu de la configuration des chambres de lecture).
- Gain de la chambre: 10^4 .

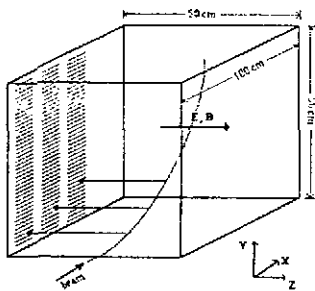


Figure 36:
TPC de l'expérience NA36

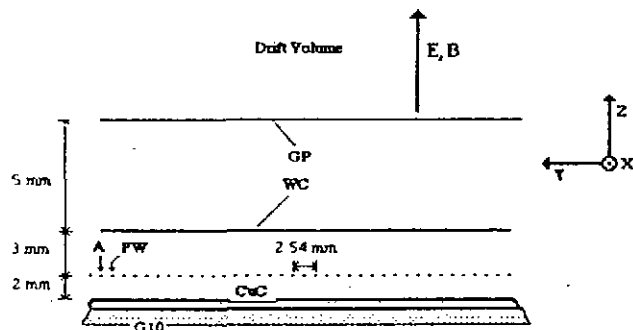
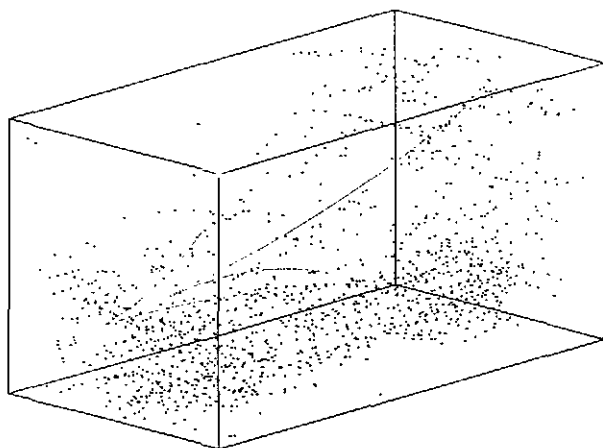


Figure 37:
Chambre de lecture de la TPC

Au total, on compte donc $192 \times 40 = 7680$ fils anodes disposés latéralement par rapport au corps de la chambre. La digitisation du temps de migration s'effectuant selon une horloge de 200 nsec, on va donc découper la largeur de la TPC (50 cm) en 50 "tranches" (50 cm, correspondant à 10 μsec de temps total / 200 nsec), soit un nombre total de cellules de $7680 \times 50 = 384\,000$.

Il est intéressant de comparer la granularité de cette TPC (384 000 cellules de $0,65 \text{ cm}^3$ pour 7680 anodes lues) avec celle de la grande chambre à dérive de MarkII (972 cellules de 113 cm^3 pour 5832 anodes).

Au niveau des performances atteintes par cette TPC, il faut noter des résolutions dimensionnelles de $\sigma_x = 7,3 \text{ mm}$, $\sigma_y = 0,73 \text{ mm}$ et $\sigma_z = 1,2 \text{ mm}$ (direction de migration). Cette précision permet d'avoir une séparation entre deux traces de 10 mm dans la direction de migration et de 5 mm dans les deux directions perpendiculaires (figure 38).



La figure 38 montre un événement typique permet de juger de la capacité de la TPC de NA36.

9. Evolution: Chambres gazeuses à micropistes (MSGC).

Dans les futurs collisionneurs prévus à l'horizon 2000, la très haute luminosité escomptée proviendra essentiellement de l'addition de deux facteurs tous deux également pénalisant pour les chambres à fils actuellement utilisées:

La fréquence de croisement des faisceaux sera très élevée, de l'ordre de 20 à 40 Mhz. Le taux d'événements s'y rapportant, toutes les 50 nsec, nécessite un détecteur de traces capable de délivrer un signal dans un temps très court. On pense actuellement être en mesure d'admettre un éventuel "empilement" d'événements sur deux croisements de faisceaux au maximum, mais en tout état de cause, la rapidité des chambres actuelles, de l'ordre de la trentaine de microsecondes, rend problématique leur utilisation pour une machine telle que LHC.

En outre, compte tenu de la multiplicité des événements produits dans ces futurs collisionneurs, la précision actuelle des chambres à fils (MWPC, chambres à dérive, TPC) risque d'être insuffisante pour permettre de séparer clairement des traces proches.

En 1989 - 1990, émerge l'idée, émise par A. Oed de l'ILL (Grenoble), de développer un détecteur du type chambre à fils reposant sur deux principes ²¹):

- une réduction du volume gazeux, autorisant une plus grande rapidité du détecteur (les électrons primaires et secondaires ayant une distance moins grande à parcourir). Cette réduction s'accompagnant évidemment d'une réduction du gain de la chambre (moins de volume traversé par la particule chargée, donc moins d'électrons primaires créés)

- une miniaturisation de la chambre elle-même, en utilisant les techniques de microélectronique développée pour les détecteurs semi-conducteur au Silicium.

Ces Chambres Gazeuses à Micropistes (MSGC pour Micro Strips Gaz Chambers) ont un régime de fonctionnement analogue aux Chambres Proportionnelles Multifils développées par G. Charpak. Les caractéristiques principales en sont (voir figure 39):

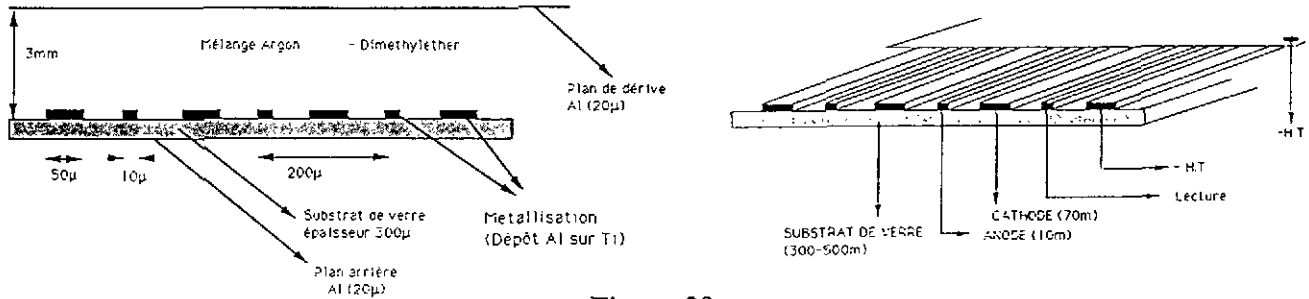
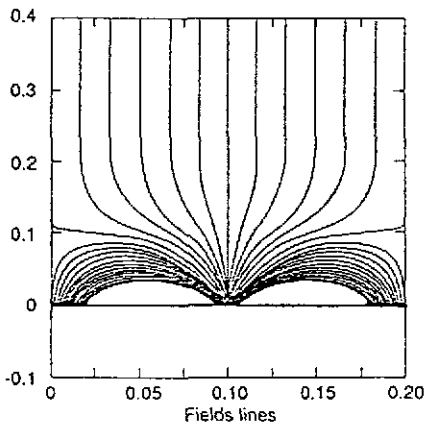


Figure 39:
Chambre Gazeuse à Micropiste (MSGC)

- Pistes anodes de largeur typiques de 10 μm (20 à 50 μm pour les MWPC)
- Pistes cathodes de largeur de 70 à 100 μm
- Pas de la chambres de 200 μm (environ 1 mm pour les MWPC)
- Epaisseur de gaz réduite à quelques millimètres.

Ces détecteurs sont réalisés par des techniques lithographiques, en déposant une fine couche de métal (Or, Al, Cr...) de l'ordre du micron d'épaisseur sur un substrat inerte (verre en général) et en gravant cette couche par des méthodes chimiques (bain) ou par plasma gazeux.



La figure 40 montre les lignes de champs dans une telle structure. On y voit clairement l'effet de focalisation créé par les anodes, ainsi que le parcours des ions créés par l'avalanche vers les cathodes.

Figure 40:
Equipotentielles dans le volume de gaz
et à la surface d'une MSGC

Après la première observation d'un signal dans une telle chambre en 1990, prouvant la validité de la méthode, les premières utilisations en physique expérimentale des MSGC l'ont été au CERN - expérience NA12 avec 4 plans de 2,6 x 2,6 cm^2 totalisant 512 canaux ²²⁾ - et au GANIL - spectromètre LISE avec un plan de 12,5 x 12,5 cm^2 comptant 312 canaux ²³⁾ ²⁴⁾ -. Un exemple frappant de la résolution qui peut être obtenue grâce aux MSGC est illustré sur la figure 41 où l'on peut comparer le profil du même faisceau de pions de l'expérience NA12 vu par une chambre à fils classique (largeur mesurée du faisceau de 20 mm) et par les MSGC (largeur de 8mm).

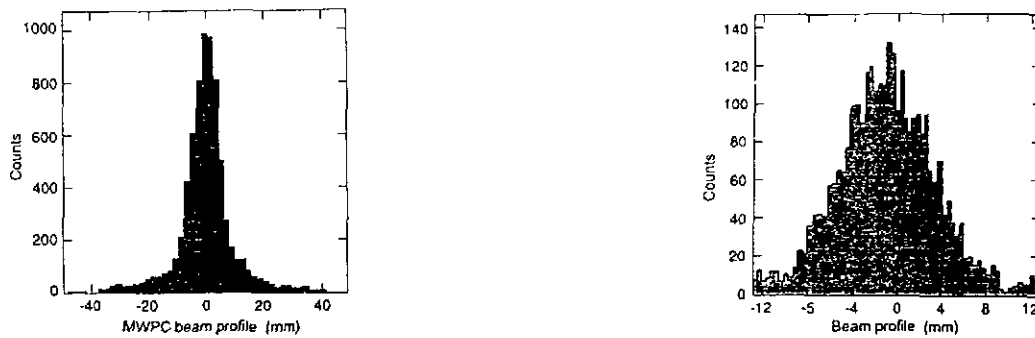


Figure 41: Profil de faisceau expérience NA12

(a) Avec MWPC ($\sigma = 20\text{mm}$)(b) avec MSGC ($\sigma = 8\text{ mm}$)

De façon typique, les MSGC ont un gain assez faible, mais suffisant de l'ordre de 3000 à 4000. D'un autre côté, ce sont des chambres très rapides: les temps de dérive et de collection sont tels que la chambre délivre un signal analysable en moins de 100 nsec. Enfin, la résolution en position mesurée est de l'ordre de grandeur de celle demandée pour le LHC:

- Pour des traces perpendiculaires au détecteur, sans champ magnétique: 20 à 40 μm .
- En présence de champ magnétique, on observe une dégradation : environ 100 μm .
- Pour des traces inclinées, la dégradation de la résolution suit en gros une loi en $\cos^2\theta$ si θ représente l'angle de la trace avec la perpendiculaire.

Peut-on en conclure que les MSGC sont les détecteurs de traces les mieux adaptés aux futures expériences? Ce serait aller un peu vite. En effet, lors des premières expériences (en laboratoire) avec des faisceaux intenses de gammas, il est apparu une rapide dégradation du gain. La cause probable de cet effet pourrait être une modification de la résistance surfacique du substrat, sous irradiation, modifiant ainsi l'écoulement des charges (électrons et ions) induits par l'avalanche. Une autre difficulté inhérente aux MSGC tient au choix du gaz utilisé: compte tenu de la faible épaisseur de gaz ionisant (3 mm), pour atteindre un gain suffisant, il est nécessaire d'avoir un mélange gazeux comprenant du diméthyléther (DME). Ce gaz ayant des propriétés d'attaque importante, le choix des matériaux de construction des MSGC (cadres, joints, tubulures d'amenée de gaz...) devient crucial, et peut amener un surcoût intolérable dès lors qu'il est envisagé de baser un grand détecteur sur des MSGC (dans le cas de l'expérience CMS auprès du LHC, il est prévu de construire un détecteur de traces représentant 20 000 chambres MSGC totalisant 8 millions de canaux...)

Un important programme de recherche et développement est actuellement en cours pour améliorer les performances des MSGC ²⁵). La figure 42 en montre un exemple ²⁶): on voit une nette amélioration de la tenue sous irradiation obtenue par implantation ionique du verre utilisé comme substrat (pour mémoire, la dose de 30 krad servant ici de référence représente moins d'un mois de faisceau au LHC, mais plusieurs années d'utilisation avec les faisceaux actuels du CERN).

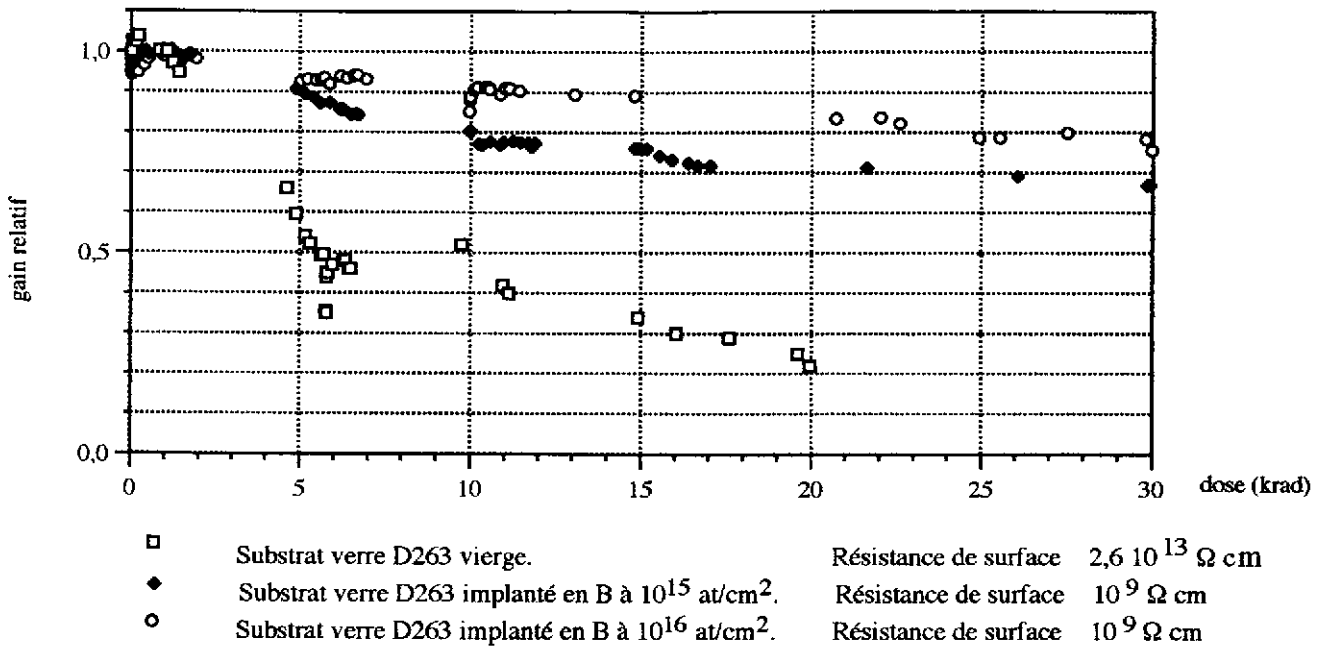


Figure 42:
Evolution du gain d'une MSGC en fonction de la dose d'irradiation pour différents types de substrats.

Une solution possible du problème pourrait être apportée par les Chambres à Micro Gap (MGC) pour lesquelles les pistes cathodiques sont remplacées par un film continu déposé sur le substrat et assurant un écoulement quasi parfait des charges ²⁷⁾ (figure 43). Les pistes anodes sont déposées sur des bandes isolantes (épaisseur actuelle obtenue: 2μ , espérée de l'ordre de $15-20\mu$). On devrait alors résoudre les problèmes dûs à l'irradiation, et disposer d'un gain plus important.

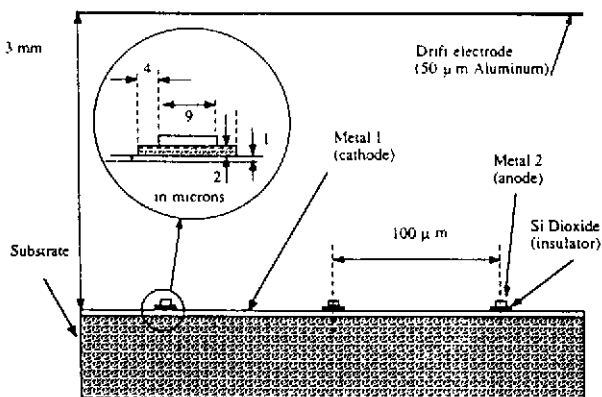


Figure 43:
Prototype de Chambre à Micro Gap (MGC).

Il reste à souligner que pour les Chambres à Micro Gap, qui représentent aujourd'hui le développement ultime des Chambres gazeuses multifils, on retrouve exactement le principe de la première chambre à fils développée par G. Charpak, où les fils anodes sont disposés entre des plans cathodiques. Amusant retour de l'histoire...

REFERENCES

- 1) I. Franck et I. Tamm, Dokt. Akad. Nauk. SSSR 14 (1937) 107
- 2) C. Baglin et coll., Nucl. Phys. B286 (1987) 592
- 3) J.M. Brom Thèse de doctorat d'Etat CRN/HE 85-04 (1985)
- 4) M. Aguilar-Benitez et coll., Nucl. Inst. Meth. A258 (1987) 26
- 5) P. Ladron de Guevara, Proceeding Quark-Gluon Plasma Conférence - Lisbonne (1987) 127
- 6) C. Bovet et coll., CERN 82-13 (1982)
- 7) T. Ypsilantis et J. Séguinot, Nucl. Inst. Meth. 142 (1977) 377
- 8) J. Séguinot, in Comptes rendus de l'Ecole Joliot Curie (1988) 249
- 9) D. Husson, Thèse de doctorat CRN/HE 88-02 (1987)
- 10) R.J. Apsimon et coll., Nucl. Inst. Meth. A241 (1985) 339
- 11) E.G. Anassontzis et coll., Nucl. Inst. Meth. A323 (1992) 351
- 12) R. Arnold et coll., Nucl. Inst. Meth. A273 (1988) 466
- 13) F. Sauli, CERN 77-09 (1977)
- 14) W.R. Leo "Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments", Springer Verlag (1987)
- 15) D. Ritson, "Techniques of High Energy Physics" Interscience, New York (1961)
- 16) G. Charpak et coll., Nucl. Inst. Meth. 62 (1968) 235
- 17) B. Mouellic et coll., Nucl. Inst. Meth. A262 (1987) 269
- 18) A. Breskin et coll., Nucl. Inst. Meth. 124 (1975) 189
- 19) G.H. Hanson, Nucl. Inst. Meth. A252 (1986) 343
- 20) C. Garabatos et coll., Nucl. Inst. Meth. A283 (1989) 553
- 21) A. Oed, Nucl. Inst. Meth. A263 (1988) 351
- 22) F. Angelini et coll., Nucl. Inst. Meth. A315 (1992) 21
- 23) B. Blank et coll., Nucl. Inst. Meth. A330 (1993) 21
- 24) C. Marchand, Thèse de doctorat CENBG 9210 (1992)
- 25) A. Pallarès et coll., CRN 93-64 (1993)
- 26) V. Mack et coll., CRN 94-09 (1994)
- 27) F. Angelini et coll., Nucl. Inst. Meth. A335 (1993) 69

COMMENT DETECTER LES NEUTRONS ?

Y. El Masri, Th. Keutgen, I. Tilquin

FNRS & Institut de Physique Nucléaire de l'Université Catholique de Louvain -
B-1348 Louvain-la-Neuve - Belgique

RESUME

Jusqu'à nos jours, d'innombrables techniques expérimentales ont été proposées pour la détection du neutron et la mesure de son énergie. La neutralité électrique du neutron et la large dynamique de sa production ont fait de cette particule une des plus difficiles à détecter en physique nucléaire. Pour ce faire, la réponse est loin d'être unique et elle est fortement dépendante des propriétés du neutron que l'on désire établir (multiplicité, énergie, distribution angulaire, modes de sélection inclusive ou exclusive,...). L'attention de l'expérimentateur attirée sur cet aspect du problème, nous présenterons une revue générale et surtout comparative des techniques standards pour la détection des neutrons dits "lents" et "rapides". Nous discuterons, par la suite, les mécanismes de base de la scintillation induite par les neutrons dans les scintillateurs organiques. Nous nous intéresserons à certains aspects de cette technique, à savoir : la mesure de l'énergie des neutrons, la discrimination neutron-gamma, la détermination de l'efficacité intrinsèque de détection et la diaphonie neutronique entre compteurs modulaires. Nous présenterons les caractéristiques techniques et spécifiques du multidétecteur DEMON et du détecteur 4π ORION dont on confrontera les qualités et les défauts respectifs.

ABSTRACT

Any radiation detector may be used as a neutron detector if it contains or can be complemented by a material giving a conversion process which transfers the information of interest to a charged particle. Thus the recoil nucleus in a neutron scattering, the reaction products in a nuclear reaction, the fission fragments in a nuclear fission or the gamma-ray emission in a neutron capture, may be used for the detection of the primary neutron. This makes neutron detection as one of the most complicated technic encountered in nuclear physics. We will present the desired characteristics of neutron detectors in the "thermal" and "fast" energy domains. The performance and properties of organic scintillators for neutron detection will be summarized. We will present the general description and the technical properties of neutron detectors such as : the multidetector DEMON and the 4π detector ORION. Their respective advantages and disadvantages will be confronted.

Plan du cours

I. Introduction Générale

- Quelques préalables à la discussion
- Domaine d'énergie de la physique du neutron

II. Types de détecteurs à neutrons lents et à neutrons rapides

- A. Caractéristiques générales et choix optimal des détecteurs à neutrons
- B. Mécanismes de base de la détection des neutrons
- C. Classification générale des détecteurs à neutrons lents et à neutrons rapides
- D. Détecteurs spécifiques aux neutrons lents
- E. Détecteurs spécifiques aux neutrons rapides

III. Scintillateurs Organiques pour la détection des neutrons

- A. Propriétés générales des scintillateurs organiques
- B. Généralités sur la scintillation des substances organiques aromatiques
- C. Détection des neutrons dans un scintillateur organique
 - Comment déterminer l'énergie des neutrons dans de tel type de détecteur ? Les analyses spectrales et la technique du temps de vol
 - Comment discriminer les neutrons (p , d , α) et les gammas (e^- compton) dans les scintillateurs organiques ? La méthode de différenciation par passage par zéro et la méthode de différenciation par intégration de charge.

IV. Caractéristiques techniques et spécifiques du multidétecteur DEMON

- A. Présentation technique générale du multidétecteur DEMON
- B. Quelques caractéristiques spécifiques des cellules DEMON
- C. Technique de la particule chargée associée pour la détermination des efficacités intrinsèques de détection
- D. Etude de la diaphonie neutronique entre compteurs adjacents DEMON

V. Caractéristiques techniques et spécifiques du détecteur 4π ORION

- A. Présentation technique générale
- B. Remarques générales sur l'évolution de l'efficacité de détection dans une "boule à neutrons"

VI. Confrontation des qualités et des défauts de compteurs type DEMON et ORION

VII. Conclusions générales du cours.

I. Introduction

Depuis la découverte du neutron, il y a plus qu'un demi-siècle déjà, d'innombrables techniques ont été proposées pour le détecter et surtout mesurer son énergie. Les domaines d'application de toute cette recherche ne se sont pas limités à l'étude de la structure nucléaire des noyaux mais ont très vite couvert le contrôle des installations électronucléaires, l'étude de la matière condensée, les analyses radiochimiques, la médecine, la radiobiologie nucléaire,... et surtout la radioprotection.

En physique nucléaire, la neutralité électrique du neutron en a fait une des meilleures sondes de la structure nucléaire, l'effet du champ coulombien étant nul. Tout récemment, le neutron a trouvé son intérêt dans l'étude des mécanismes de réaction nucléaire et la caractérisation des noyaux chauds produits auprès des accélérateurs d'ions lourds.

Toutefois, cette neutralité électrique qui fait du neutron un outil unique et fortement apprécié dans différentes applications, rend difficile sa détection et surtout la détermination de son énergie.

Presque toutes les techniques de détection du neutron sont basées sur la méthode dite "de la particule chargée associée". Ainsi le neutron peut être détecté en observant, par exemple, le noyau chargé de recul résultant d'une collision élastique ou inélastique sur des éléments légers tels que l'hydrogène ou l'hélium, ou à travers une réaction nucléaire produisant une particule chargée, un rayonnement électromagnétique (un gamma ou un rayon X) ou un résidu radioactif.

L'énergie du neutron peut être déterminée soit en mesurant l'énergie de cet atome de recul à un angle particulier et dans un milieu donné, soit à partir de l'énergie cinétique totale des produits de la réaction induite par le neutron, le seuil de la réaction devant être connu. Toutefois, la technique communément utilisée pour établir l'énergie d'un neutron est le temps de vol (tv) ou la différence de tv. Elle sera largement discutée dans la suite du cours.

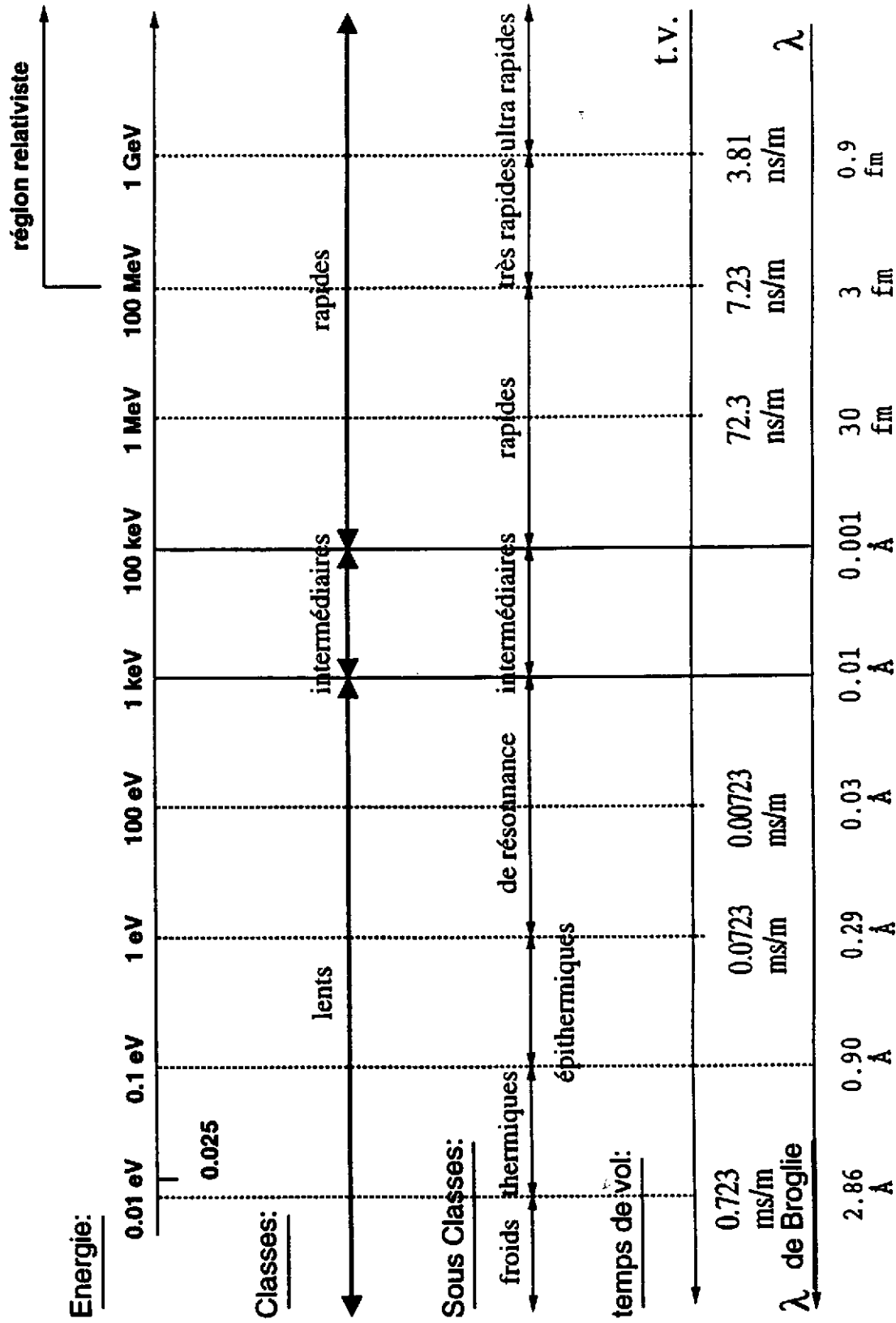
Le domaine de recherche de la physique du neutron couvre approximativement une dynamique de 13 décades (10^{-3} eV à 10^{10} eV) comme le montre la figure 1. Par conséquent, il n'est pas surprenant que l'on ait développé une grande variété de détecteurs à neutron correspondant à chaque classe ou sous-classe de cette large dynamique. Toutefois, deux grandes catégories de détecteurs émergent nettement : les détecteurs de neutrons lents ($E_n \leq 1$ keV) et les détecteurs de neutrons rapides ($E_n \geq 100$ keV) (voir fig. 1).

Ces deux types de détecteurs seront discutés en détails dans la première partie de ce cours. Nous couvrirons toutes les réactions de "conversion" du neutron en particules chargées ou rayonnement gamma ainsi que le choix optimal des détecteurs associés.

Dans la seconde partie de ce cours, nous traiterons quelques aspects fondamentaux de la scintillation dans les substances organiques (cristaux, plastique ou liquide scintillant) introduisant ainsi :

- a) les différents mécanismes d'interaction n-Hydrogène et n-Carbone et leurs conséquences sur la fonction de réponse de ce type de détecteur ;
- b) les techniques de discrimination neutron-gamma ;
- c) la déconvolution spectrale et la technique du temps de vol pour la spectrométrie neutronique.

Figure 1: CLASSIFICATION ENERGETIQUE DES NEUTRONS (14 decades)



La troisième partie présentera les caractéristiques techniques et spécifiques du multidétecteur à neutrons DEMON, fruit d'une récente collaboration franco-belge. A cette occasion, nous discuterons de certains aspects, détaillés par des travaux récents menés dans le cadre de ce projet, à savoir :

- a) la méthode expérimentale pour la détermination de l'efficacité intrinsèque de détection d'un tel type de détecteur désignée communément par la "méthode de la particule chargée associée" ;
- b) la problématique de la diaphonie neutronique entre compteurs modulaires voisins.

Dans la suite, nous présenterons le mode de fonctionnement et les spécificités d'un autre type de détecteur à neutron communément désigné par "Boule à Neutrons". Nous nous baserons essentiellement sur la description des caractéristiques du compteur 4π "ORION" de GANIL.

Ce cours se terminera par une comparaison entre les qualités et les défauts de ces deux types de grand compteur et enfin par des conclusions plus générales.

La bibliographie reprise à la fin de ce texte est loin d'être complète et exhaustive. Elle reprend essentiellement les références dites de base sur les techniques de détection des neutrons avec une liste "personnelle" de quelques travaux plus récents. Il est important de faire remarquer que le choix des détecteurs discutés dans ce cours et leur domaine d'applications est motivé par le souci de servir comme exemples à la discussion et à la présentation du cours sans avoir la prétention d'établir une liste complète et détaillée des multidétecteurs existants.

II. Types de détecteurs à neutrons lents et à neutrons rapides

A. Caractéristiques générales et choix optimal des détecteurs à neutrons

Les quatre caractéristiques les plus importantes exigées pour le choix optimal d'un détecteur à neutrons sont :

- a) l'efficacité la plus élevée possible ;
- b) un temps de réponse rapide et par conséquent une excellente résolution en temps ;
- c) une bonne discrimination neutron-gamma ;
- d) une bonne résolution en énergie ou en hauteur d'impulsion.

Les solutions apportées à ces critères sont en général très complexes. Car en plus de la problématique de "conversion" du neutron en particules chargées faisant appel à des réactions nucléaires de sections efficaces finies et généralement faibles, on doit faire appel à toutes les techniques expérimentales pour la détection de ces particules chargées. Celles-ci correspondent à un vaste domaine de technologies discutées d'ailleurs dans le cadre de cette école.

De plus, ces critères font partie d'une problématique où les corrélations entre les paramètres sont extrêmement fortes imposant à l'expérimentateur un sens très aigu du "compromis" suivant la caractéristique qu'il souhaiterait voir dominer, ce choix se faisant toujours au détriment des autres. Il en découle généralement que dans le domaine de la détection des neutrons a) l'expérience personnelle est capitale et on doit éviter les recettes ou les idées préconçues et b) l'expertise est très spécialisée.

Partant de ce raisonnement on est en droit de se demander si le titre de ce cours ne serait pas plutôt : "Que désire-t-on mesurer dans la physique neutronique ?" car ici seule la "fin" justifie le moyen et impose le détecteur idéal. Afin d'éclairer cette discussion, les constatations suivantes s'imposent :

- a) Si on cherche à mesurer, dans les meilleures conditions, le flux total d'un faisceau neutronique ou la multiplicité des neutrons (totale ou différentielle, inclusive ou exclusive) associée à une réaction nucléaire, le détecteur le plus efficace s'impose. Cette efficacité doit être, autant que possible, indépendante de l'énergie du neutron incident et le détecteur doit avoir une fonction de réponse rapide permettant l'établissement de coïncidences électroniques rapides en temps. Cette situation idéale est généralement conflictuelle avec d'autres critères que nous discuterons dans le paragraphe traitant le mode de fonctionnement des "boules à neutrons".
- b) Si c'est la distribution angulaire des neutrons (inclusive ou exclusive) qui est le paramètre expérimental recherché, alors seul un "dispositif" de mesure type "modulaire" à granularité élevée, de faible "diaphonie", et opérant dans un milieu sans "diffuseur ou modérateur" de neutron, peut répondre à cette exigence. Il en découle clairement l'utilisation d'un multidétecteur à neutrons de type DEMON. Toutefois celui-ci présente, comme nous le verrons, une faible efficacité totale (quelques %), un coût élevé et une complexité technique certaine.
- c) Si l'énergie ou la distribution énergétique du neutron (inclusive ou exclusive) est l'objectif principal de la recherche menée, alors il faut i) adapter le détecteur au domaine d'énergie d'application ; ii) opter pour la meilleure résolution en temps ($\Delta t/t$) pour les meilleures conditions de temps de vol ; iii) choisir un détecteur de relativement faible dimension permettant la meilleure localisation spatiale et temporelle de l'interaction ; iii) veiller à disposer d'un environnement sans "modérateur" modifiant l'énergie initiale ... L'ensemble de ces critères exclut les détecteurs lents de type compteurs à gaz, les compteurs 4π de type "boule à neutrons" ou tout autre compteur dit "à modérateur". Cette exclusion s'opère souvent au détriment de l'efficacité de détection.

En plus des points a, b et c discutés ci-dessus, il faut également exiger :

- d) une excellente discrimination neutron-gamma et/ou neutron-particules chargées légères. Les techniques adoptées pour ces objectifs sont communément désignées par "Discrimination par Analyse en Forme du signal" et/ou par système de rejet des particules chargées "SYREP".
- e) des technologies peu encombrantes (si possible) et des dispositifs électroniques et informatiques très performants (électronique intégrée - bus informatique VME-VXI,...).
- f) une analyse de résultats la moins fastidieuse que possible (en opposition avec l'utilisation d'émulsions nucléaires, chambres à bulles, ...).
- g) une parfaite connaissance des principes fondamentaux de l'interaction du neutron dans le milieu du détecteur tels que les sections efficaces de réaction du neutron avec chaque constituant de base du détecteur, leur dépendance en énergie et la distribution angulaire des produits de telles réactions. Cette connaissance doit également inclure des effets tels que : la diffusion sur les bords du détecteur, les diffusions multiples dans le compteur, la transmission et la collection soit de la charge soit de la lumière induite "secondairement" par le neutron incident, l'effet de concentration de certains constituants du détecteur, les effets des éléments dit "quencheurs" ou inhibiteurs...
- h) un coût financier le moins élevé possible et un dispositif expérimental général adapté (chambre à réaction mince et légère, radioactivité ambiante faible, effets de sol et de murs négligeables,...).

B. Mécanismes de base de la détection des neutrons

Rappelons que la détection des neutrons s'effectue généralement en deux étapes distinctes, à savoir : a) la "conversion" neutron-particules chargées ou rayonnements électromagnétiques (gamma, fluorescence X) et b) la détection des produits de cette conversion. Ces deux étapes peuvent se réaliser dans un même composé ou dans deux composés distincts.

Le tableau 1 rappelle les réactions nucléaires les plus importantes induites par un neutron et servant dans l'étape a) de la détection neutronique. Ces réactions peuvent être regroupées dans trois catégories :

- a) les réactions (n,p) et (n, α) sur des éléments légers tels que l'hydrogène, ^3He , ^6Li et ^{10}B de grandes sections efficaces pour les neutrons lents. Elles sont surtout exothermiques avec des Q de réaction de l'ordre du MeV et au-delà. Ceci permet d'observer les produits de réactions avec des énergies cinétiques nettement mesurables sachant que $E_{\text{produit1}} + E_{\text{produit2}}$ (d'une réaction binaire par exemple) = $E_n + Q$ (positif), donc non nul même si l'énergie du neutron incident $E_n \sim 0$.
Dans la suite une attention toute spéciale sera portée sur l'interaction $n + \text{H} \rightarrow n + p$;
- b) les réactions dites de fission induite, dominantes aux énergies E_n thermiques à savoir $(^{232}, ^{235}\text{U}) (n_{\text{th}}, f_{1,2})$, $(^{239}, ^{(241)}\text{Pu}) (n_{\text{th}}, f_{1,2})$ d'importantes sections efficaces et surtout de Q de réaction avoisinant 200 MeV.
- c) les réactions de capture de type (n_{th}, γ) sur des éléments lourds tels que le Cd, Sm et surtout le gadolinium $^{155}, ^{157}\text{Gd}$ de sections efficaces de plusieurs dizaines de milliers de barns. Dans ces cas les compteurs doivent être particulièrement adaptés pour la détection du rayonnement gamma de haute énergie (≥ 2 MeV) excluant les détecteurs à gaz et imposant des détecteurs denses ou à semi-conducteur.

Cette énumération doit également inclure d'autres types d'interactions telles que $n + ^{12}\text{C}$ élastiques ou inélastiques produisant soit des particules chargées (p, d, ^3He et α) soit des gamma et contribuant d'une façon importante à l'efficacité de détection des scintillateurs organiques comme nous le discuterons en détails plus loin.

Nous serions incomplets si nous ne mentionnons pas la technique de détection des neutrons lents à l'aide de la diffraction neutronique de type "Bragg" enregistrée efficacement sur des monocristaux (Be, Fe, Co, ...) permettant la détermination de l'énergie du neutron suivant la loi $v \lambda = 2d \sin \theta$. Dans cette expression, v est l'ordre diffractif ($v = 1$), λ la longueur d'onde de de Broglie associée au neutron $\lambda = \frac{0.286}{\sqrt{E_n(\text{eV})}}$ Å, d la distance interplan des cristaux utilisés ($2 \sim 3$ Å) et θ l'angle d'incidence et de réflexion du neutron par rapport à la surface du monocristal. Cette technique est de grande précision et est d'application dans le domaine d'énergie de $10^{-2} \text{ eV} \leq E_n \leq 10 \text{ eV}$ (voir fig.1). La détection du neutron diffracté est réalisée à l'aide de détecteurs à neutron du type discutés précédemment.

C. Classification générale des détecteurs à neutrons lents et à neutrons rapides

La tableau 2 reprend la classification générale des détecteurs à neutrons couvrant presque la totalité du domaine d'énergie de la figure 1. Ainsi, dans l'ensemble on distingue cinq grandes classes de détecteurs :

- a) les détecteurs à gaz (avec ou sans "modérateur"), divisée en deux sous-classes à savoir : i) les détecteurs proportionnels (BF_3 , ^3He , H, CH_4 , ...) basés sur le processus d'ionisation gazeuse et ii) les détecteurs à gaz dont le fonctionnement est basé sur le processus de scintillation induite et qui utilisent des gaz nobles (simples ou mélanges) tels l' ^3He , ^4He , ^{14}N , ^{40}Ar , le Kr ou le Xe. La sous-classe i) est généralement employée dans le domaine de la radioprotection et auprès des installations nucléaires de base. La sous-classe ii) est rencontrée dans les détecteurs dits "chambres à fission" mettant à profit la grande énergie de recul des fragments de fission induite par les neutrons (~ 200 MeV). La scintillation des

Tableau 1:
Réactions nucléaires de base pour la
détection des neutrons lents et rapides

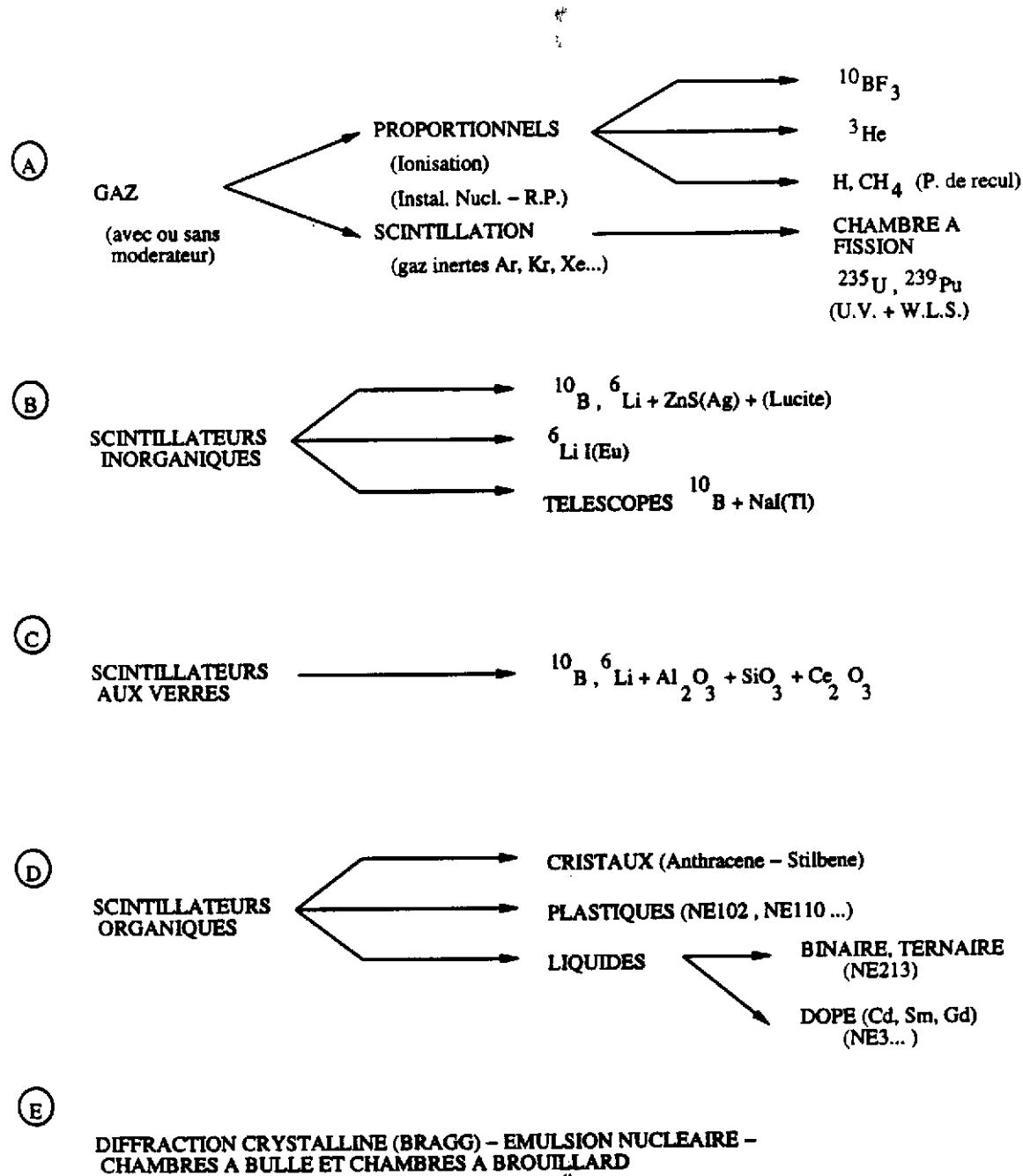
<u>Réactions</u>	<u>σ (barns)</u>		<u>Abond</u> <u>naturel</u> <u>(%)</u>	<u>Q</u> <u>(MeV)</u> $E_{p1} + E_{p2} = E_n + Q$
	<u>$E_n = 0.025$ eV</u> <u>(n_{th})</u>	<u>$E_n = 1$ MeV</u> <u>(n_R)</u>		
$n + p \longrightarrow n + p$	38	4.3	100%	0
$n + {}^3\text{He} \longrightarrow T + p$	5500	0.7	0.00013	0.77
$n + {}^6\text{Li} \longrightarrow T + \alpha$	950	0.3	7.4	4.80
$n + {}^{10}\text{B} \begin{cases} \longrightarrow {}^7\text{Li} + \alpha \text{ (7\%)} \\ \longrightarrow {}^7\text{Li}^* + \alpha \text{ (93\%)} \\ \qquad \qquad \qquad \downarrow \\ \qquad \qquad \qquad {}^7\text{Li} + \gamma \end{cases}$	3820	0.04	19.7	2.30
$n + {}^{235}\text{U} \longrightarrow$ fission	582	1.2	0.7	- 200
$n + {}^{239}\text{Pu} \longrightarrow$ fission	746	1.8	artif.	~ 200
$\begin{matrix} \text{Cd} \\ \text{Sm} \\ 155,157 \text{ Gd} \end{matrix} \longrightarrow (n_{th}, \gamma)$	2450 5600 61000-254000			

+ (A) $n + {}^{12}\text{C} \longrightarrow$ P.C. + γ (SCINTILLATEURS ORG.)

(B) DIFFRACTION DE BRAGG $v\lambda = 2d \sin\theta$ $0.1 \text{ eV} < E_n < 10 \text{ eV}$
cristal (Be,...) $d = 2 - 3 \text{ \AA}$

Tableau 2:

CLASSIFICATION GENERALE DES DETECTEURS DES NEUTRONS LENTS ET RAPIDES



composés gazeux inertes s'effectuant généralement dans l'U.V., les systèmes de détection associés doivent utiliser soit des photomultiplicateurs (P.M.) à fenêtre en quartz, soit des P.M. standards mais couplés à des "translateurs d'onde" (Wave Length Shifter). Ce dernier peut être le DPS ou le diphenylstilbène émettant dans le visible (bleu-vert) en conformité avec la photosensibilité des P.M. conventionnels. Généralement ces détecteurs, bien que sujet à l'empilement des particules α émises par les éléments transuraniens des chambres à fission peuvent délivrer des signaux rapides de ~ 8 ns de temps de montée et ~ 150 ns de temps de décroissance avec intrinsèquement une excellente discrimination neutron-gamma.

- b) les détecteurs à scintillateurs inorganiques (NaI(Tl) ou CsI(Tl)) qui sont très sensibles au neutron mais malheureusement très efficient également pour la détection des gamma. Dans cette classe de détecteurs on peut mentionner les compteurs à scintillation utilisant des composés mélanges de type $^{10}\text{B}(\text{B}_2\text{O}_3)$ ou $^6\text{Li}(\text{LiF}) + \text{ZnS}(\text{Ag}) + (\text{lucite})$, le $^6\text{LiI}(\text{Eu})$ ou les télescopes incorporant une épaisseur de ^{10}B (~ 10 mm) couplée à un scintillateur NaI(Tl), ce dernier détectant la raie gamma de 478 keV émise dans la réaction $^{10}\text{B}(n,\alpha)^6\text{Li}^*$ ($\gamma + ^6\text{Li}$ fond). Commercialement les compteurs à scintillation sont désignés par NE422, NE425 ou NE451 de la firme Nuclear Enterprise.
- c) les détecteurs de scintillation aux verres, largement utilisés dans le domaine d'énergie situé entre 1eV et 2 MeV avec une bonne efficacité intrinsèque de détection. Ces scintillateurs sont des composés type $^6\text{Li}(\text{Li}_2\text{O})$ ou $^{10}\text{B}(\text{B}_2\text{O}_3) + \text{Al}_2\text{O}_3 + \text{SiO}_2$ (verre) + Ce_2O_3 (l'oxyde de Cerium étant le scintillateur). La figure 2 résume les propriétés générales des scintillateurs aux verres dopés au ^6Li . L'excellente transparence à son propre spectre d'émission, sa bonne efficacité intrinsèque ($\sim 10\%$), la rapidité de son temps de réponse (\sim ns) et la possibilité d'une bonne discrimination neutron-gamma par analyse en forme du signal lumineux, font de ce détecteur le meilleur dans le domaine d'énergie $E_n \leq 2$ MeV. Ces détecteurs sont désignés commercialement par la série NE9-- selon la concentration en ^6Li .
- d) les détecteurs à scintillateurs organiques que nous décrivons plus en détails dans la suite du cours. Toutefois, on peut signaler déjà qu'on y distingue trois sous-classes à savoir : i) les cristaux tels que l'Anthracène (scintillateur de référence pour l'efficacité de détection neutronique) et le Stilbène ; ii) les plastiques scintillants composés solides comprenant un solvant "aromatique" tel que le polyvinyltoluène et jusqu'à 10 gr/l de p-terphenyle comme soluté. Ils sont commercialement désignés par la série NE1--- (NE102, NE110, ...) ; iii) les scintillateurs liquides composés binaires mais souvent ternaires (la série NE2--- tel que le NE213). Certains scintillateurs liquides sont en plus dopés au Cd, Sm ou Gd (série NE3--). Dans cette catégorie, le scintillateur sert à la fois de "modérateur" de l'énergie du neutron jusqu'à sa thermalisation et après, de détecteur aux raies gamma résultant de la capture (n_{th}, γ) sur les dopants (tableau 1). Ces scintillateurs sont les constituants de base des détecteurs dits "boules à neutrons".
- e) les détecteurs à neutrons basés sur i) la diffraction cristalline de Bragg ; ii) les émulsions nucléaires analysant les traces des protons de recul ; les chambres à bulles ou les chambres à brouillard (Wilson) analysant les plaques photographiques des traces laissées par les protons de recul ...

D. Détecteurs spécifiques aux neutrons lents

Le tableau 3 présente les détecteurs spécifiques pour la détection des neutrons dits "lents". Ce tableau reprend des appréciations générales sur leur spécificité : a) leurs efficacités intrinsèques absolues et relatives en fonction de l'énergie du neutron

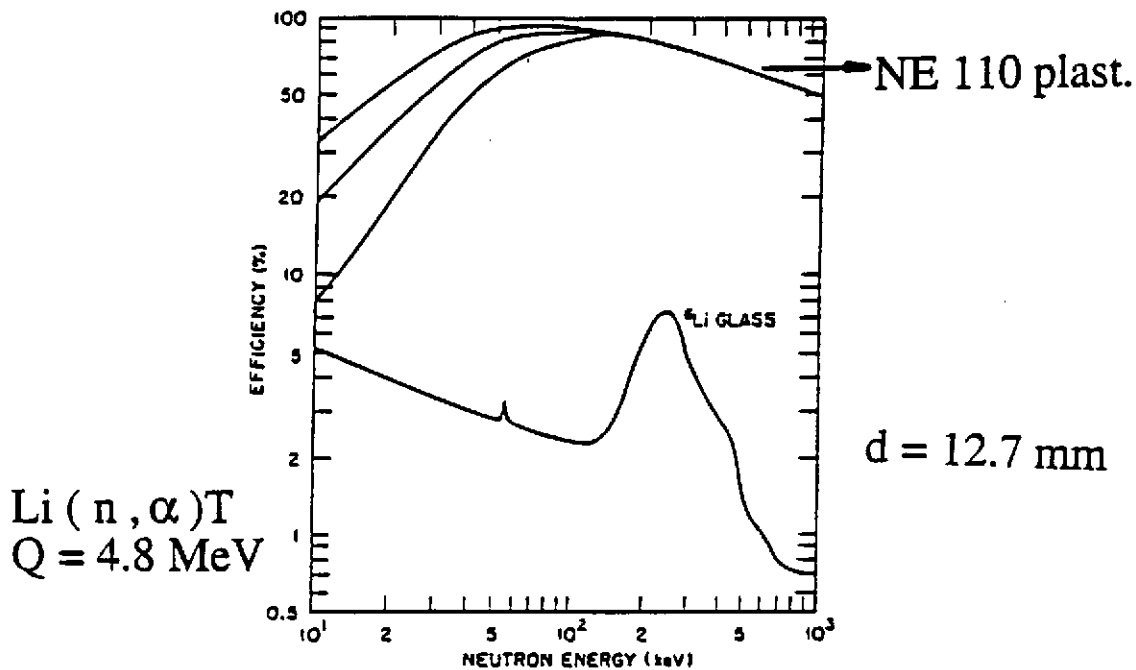
Figure 2:

Propriétés des scintillateurs aux verres dopés au ^6Li Properties of Some Commercially Available Lithium Glass Scintillators^a

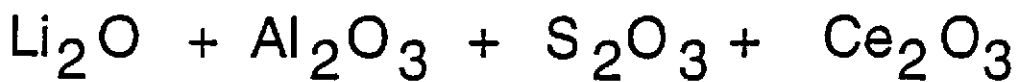
Manufacturer's Identification ^b	Type NE902	NE905	NE908	NE912
Density	2.6 g/cm ³	2.48	2.674	2.55
Refractive index	1.58	1.55	1.57	1.55
Melting point	1200°C	1200	1200	1200
λ of emission max.	395 nm	395	395	397
Light output relative to anthracene	22-34%	20-30%	20%	25%
Decay constant	75 ns	100	5+75	75
Content of Li	2.2 wt.%	6.6 wt.%	7.5 wt.%	7.7 wt.%
^6Li enrichment	95%	95%	95%	95%
Bgd. α activity per 100 g of glass	100-200/min	100-200	100-200	20
Resolution expected for thermal neutrons (depends on glass thickness)	13-22%	15-28%	20-30%	20-30%

^aData from McMurray, Pattenden, and Valaš²⁹.

^bCommercial identification numbers are those used by Nuclear Enterprises, Ltd. Lithium glass scintillators of similar properties are also available through Koch-Light Laboratories, Ltd.



The upper three curves show the neutron efficiency (for three different biases) achieved with a 2.5 cm thick NE110 scintillator detector. The ^6Li glass curve is for a 12.7 mm thick glass scintillator (fig. from ref. 7).



gr. densité

verre

activateur scintillateur

Tableau 3:
DETECTEURS SPECIFIQUES AUX NEUTRONS LENTS

Détecteurs	Efficacités		Temps de réponse	Discr. n - γ
	absolue	relative		
compteur prop. BF_3	qq %	$1/N_n$	micro sec	excellente
compteur prop. ^3He	qq 10 %	$1/N_n$	micro sec	excellente
chambre à fission	qq %	résonn.	micro sec	excellente
scint. B, Li+ZnS(Ag)	qq 10 %	$1/N_n$	ns	difficile ①
B, Li + verres scintill.	qq 10 %	$1/N_n$	ns	difficile ②
^6LiI (Eu)	qq %	$1/N_n$	100 ns	très difficile
$^{10}\text{B} + \text{NaI(Tl)}$	qq 10 %	$1/N_n$	250 ns	difficile

REMARQUES GENERALES

① DET. PEU TRANSLUCIDE \longrightarrow MINCE (NE4 ...)

② n - γ DIFFICILE MAIS POSSIBLE (NE9 ...) PAR LA TECHNIQUE DE L'ANALYSE EN FORME. CECI + SA RAPIDITE EN TEMPS FONT DE LUI LE MEILLEUR DETECTEUR DANS CE DOMAINE D'ENERGIE

qq eV < E < 1 MeV

③ DANS LEUR ENSEMBLE CES DETECTEURS SONT DE FAIBLE EFFICACITE

incident ; b) leur temps de réponse (rapide ou lent), et c) leur qualité de discrimination neutron-gamma. Quelques remarques générales sont effectuées sur les détecteurs les plus efficaces (les détecteurs à ZnS et aux verres scintillants). Toutefois nous devons faire remarquer que dans leur ensemble ces détecteurs sont de faible efficacité (\leq quelques 10 %) qui est de plus, fort dépendante de l'énergie du neutron (dépendance en $1/v_n$ où v_n est la vitesse du neutron détecté). La figure 3 illustre à titre d'exemple les compteurs proportionnels de type BF_3 communément utilisés dans ce domaine d'énergie. Cette figure schématise également la forme spectrale des hauteurs d'impulsions issus de ce type de détecteur et surtout les dits "effets de bords".

E. Détecteurs spécifiques aux neutrons rapides

Le tableau 4 reprend la liste et les caractéristiques majeures des détecteurs dits à neutrons "rapides". Toutefois, en plus des mêmes appréciations générales que le tableau 3, ce tableau comprend des indications sur i) leur résolution en énergie (ou en hauteur d'impulsion) et surtout ii) leur sensibilité aux neutrons lents ou thermiques sachant que celle-ci peut devenir un handicap sérieux si l'on désire une très grande spécification.

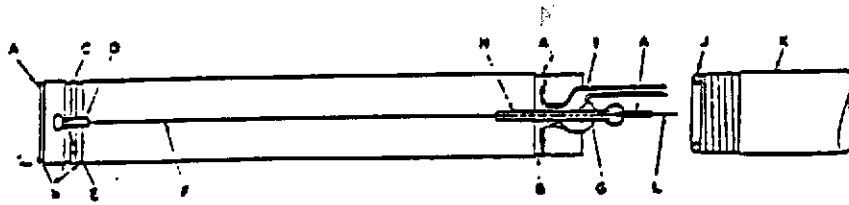
D'une manière générale et pour étayer la discussion générale du précédent paragraphe A), nous constatons par exemple : a) que la condition optimale favorisant la résolution en énergie se trouve quasi-constamment en opposition avec la condition favorisant l'efficacité intrinsèque de détection ; b) que celle qui offre une bonne discrimination $n-\gamma$ est également en opposition avec la condition donnant la meilleure rapidité en temps de réponse du détecteur ...

La conclusion la plus importante de ce tableau est que les scintillateurs organiques sont les meilleurs détecteurs dans ce domaine d'énergie offrant une bonne efficacité, un temps de réponse très rapide (\sim ns), une excellente discrimination $n-\gamma$ et une très faible sensibilité aux neutrons thermiques. Nous devons également signaler que les appréciations apportées sur les scintillateurs organiques liquides dopés au Sm ou Gd, concernant la discrimination $n-\gamma$ et leur temps de réponse, sont en fait fonction de la dimension du détecteur. Ainsi à l'opposé des compteurs de faibles volumes, les détecteurs "boules à neutrons" présentent une excellente discrimination $n-\gamma$ mais un temps de réponse très lent du moins pour la détection des neutrons événement par événement comme il sera discuté dans la suite.

La figure 4 illustre à titre d'exemple la fonction de réponse d'un détecteur ^3He aux neutrons rapides. Cette figure explicite l'effet de recul du noyau ^3He suite à la réaction (n, n') limitant fortement la région d'intérêt du spectre en énergie d'un tel compteur. Cette région se trouve comprise entre a) le maximum du $\left(\frac{3}{4} E_n\right)$ ou le Q de réaction = 0.77 MeV) et b) la valeur $E_n + Q$.

La figure 5 illustre les propriétés des détecteurs à neutron de type compteurs proportionnels à gaz et particulièrement à proton de recul. Il y est important de noter les distributions en hauteurs d'impulsion associées à des neutrons d'énergie de 100 et 200 keV. Comme dans tous les détecteurs à hydrogène, cette distribution est de forme rectangulaire de type $P(E_R) = \frac{1}{E_n}$ indépendante de l'énergie E_R du proton de recul d'énergie qui est égale à $E_n \cos^2 \theta_R$ où θ_R est son l'angle de diffusion. Ces spectres sont en excellent accord avec les prédictions théoriques de la diffusion élastique $n + p$ pour $E_n \leq 10$ MeV.

Figure 3:
Compteurs proportionnels (a gaz) BF_3



- Anode diameter = 0.002 in.
Counter body is constructed of high-conductivity oxygen-free copper.
- A Hard-soldered at these four points using silver-copper eutectic solder of melting point 771°C
 - B Swages rolled into body for location of end-caps and for locking quartz disc.
 - C Quartz disc
 - D Tube for end termination, spring-included
 - E Inconel coil spring
 - F Tungsten or Inconel wire anode
 - G Spot weld to anode wire
 - H Guard-ring electrode
 - I Glass metal seal
 - J O-ring seal
 - K Screened end-cap of appropriate length, fitted with optional end termination, provided air-tight joint when screwed into counter body
 - L Nickel wire

General construction of a boron-trifluoride proportional counter. (from ref. 44).

A. BF_3 Tube Pulse Height Spectra—The Wall Effect

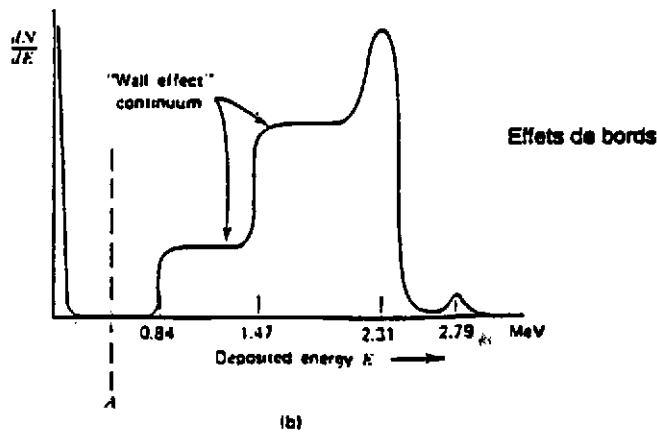
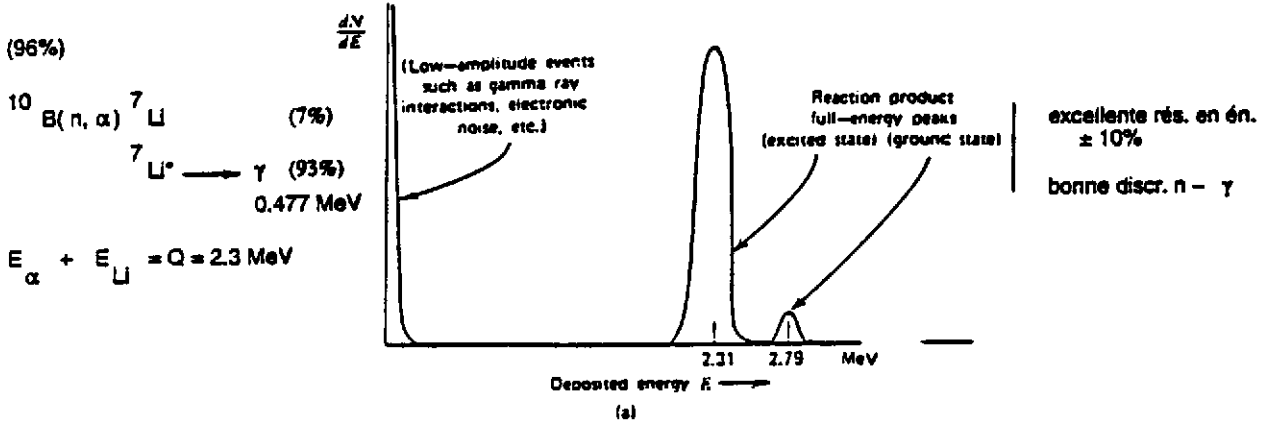


Tableau 4:
DETECTEURS SPECIFIQUES AUX NEUTRONS RAPIDES

Détecteurs	Résolution énergétique A	Discrim. n - γ B	Temps de réponse C	Efficienc D	Sensibil. n therm. E	Domaine d'application
compteur proport. protons de recul	bonne	bonne	lent	faible	nulle	20 KeV - 3 MeV
scintillateurs protons de recul	moyenne	difficile	rapide	bonne	nulle	> 20 KeV (1)
télescopes protons de recul	bonne	bonne	rapide	très faible	nulle	
émulsion nucl. protons de recul	bonne	bonne	—	très faible	nulle	
long compteur $^{10}\text{B}(n, \alpha)\text{Li}$	nulle	bonne	lent	bonne constante	faible	25 KeV - 5 MeV
scintill. liquide Sm, Gd(n, γ)	nulle	moyenne voir dimensions	rapide	bonne	moyenne	> 20 KeV (2)
scintill. Li I (Eu) $^6\text{Li}(n, \alpha)\text{T}$	moyenne	difficile	moyen	bonne	grande	
compteur proport. $^3\text{He}(n, p)\text{T}$	bonne	bonne	lent	moyenne	grande	$3/4 E_n < E_n < E_n + Q$
scintill. gaz U, Pu (n, f)	nulle	bonne	rapide	moyenne	grande	< 1 MeV

REMARQUES GENERALES :

- (A) \times (D)
- (B) \times (C)

— Les plus performants

(1) SCINTILLATEURS ORGANIQUES

(2) SCINTILLATEURS ORG. LIQUIDES DOPES AU Gd

Figure 4:

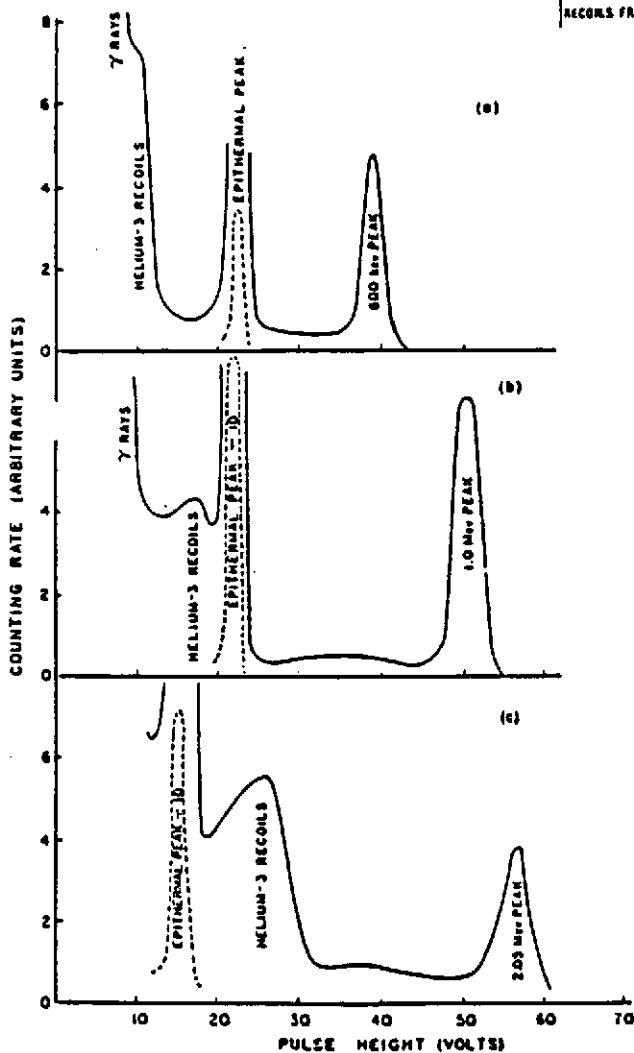
Fonction de reponse
d'un detecteur à ^3He
aux neutrons rapides

$$^3\text{He}(n,p)\text{T} \quad \sigma_{\text{th}} = 5500\text{b}$$

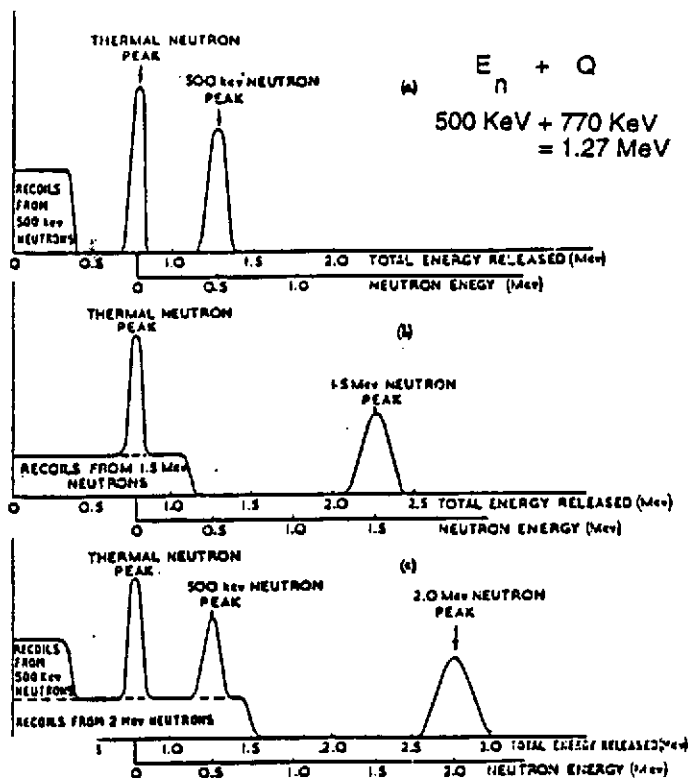
$$E_p + E_T = E_n + Q \quad (0.77 \text{ MeV})$$

toutefois $\sigma(^3\text{He}(n,n)^3\text{He}) - 2\sigma(^3\text{He}(n,p))$

$$E_{\text{He}}(\text{recoil}) = 3/4 E_n$$



Pulse-height distributions with neutrons of (a) 600 keV, (b) 1.0 MeV, and (c) 2.05 MeV. Epithermal peaks are shown $1/4$ actual size.

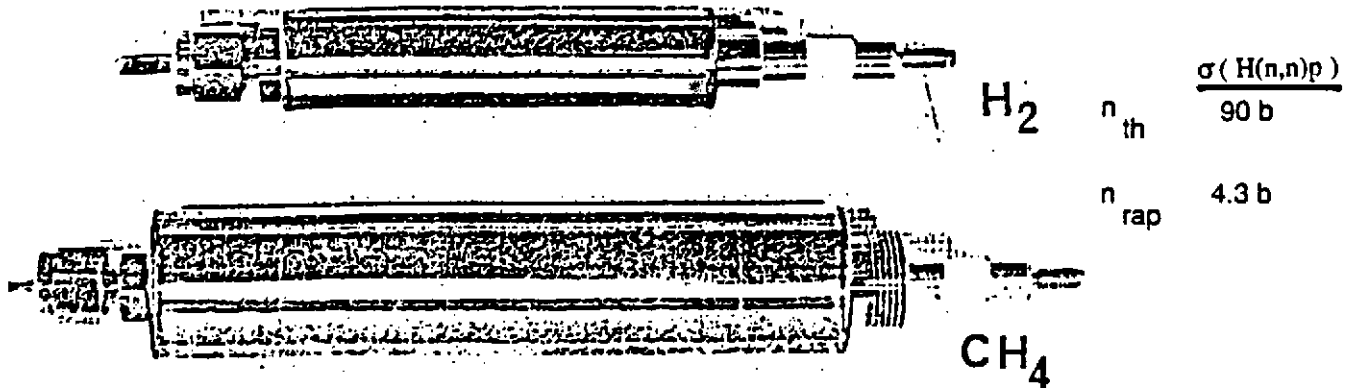


(Idealized energy distributions of the reaction products of the He^3 reaction and the helium-3 recoils for various neutron energies.)

Sp. expér.

$E_n = 600 \text{ KeV}, 1 \text{ MeV}$
et 2.5 MeV

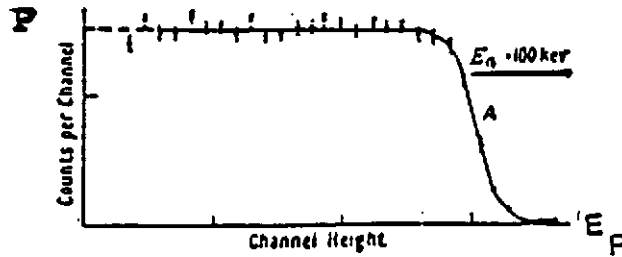
Figure 5:
Compteurs proport. à protons de recul



	H ₂ counter	CH ₄ counter
Diameter	1.59 cm	2.38 cm
Length	7.30 cm	11.43 cm
Center wire diameter	0.0018 cm	0.00254 cm
Sensitive volume	5.657 cm ³	29.73 cm ³
H ₂ pressure	380 cm Hg	None
CH ₄ pressure	19 cm Hg	350 cm Hg
N ₂ pressure	19 cm Hg	19 cm Hg
Material	Stainless steel	Stainless steel

$$E_R (\text{recol}) = E_n \cos^2 \Theta_R$$

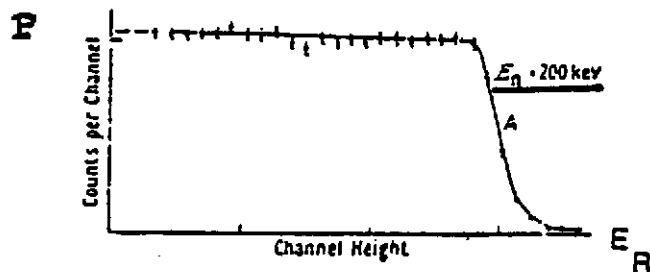
Cylindrical proportional counters; the upper is used with hydrogen, the lower with methane. (From ref. 148.)



Spectre en Energie

$$P(E_R) = 1/E_n$$

rectangulaire



Pulse-height distribution in hydrogen filled counters (A155).
Counter pressure 130 cm Hg; diameter of counter 5 cm. Range of protons:
0.2 cm (100 kev), 0.1 cm (200 kev).

III. Scintillateurs organiques pour la détection des neutrons

A. Propriétés générales des scintillateurs organiques

Comme nous l'avons mentionné précédemment, les scintillateurs organiques représentent le moyen idéal pour la détection des neutrons d'énergie supérieure à 20 keV (en utilisant des P.M. de faible bruit). Ces scintillateurs sont des composés d'hydrocarbure de type "aromatique" à radical benzoïque ($C_n H_m$)_p. Sous leur forme cristalline, plastique ou liquide, ils peuvent être unitaire, binaire ou ternaire comprenant dans ce cas trois constituants : un solvant et deux solutés dont un joue le rôle de "translateur d'onde".

L'intérêt porté à ce type de scintillateur se justifie par les caractéristiques suivantes :

- a) c'est une substance hydrogénée permettant le transfert d'énergie du neutron le plus favorable grâce à l'interaction $n + H \rightarrow n + p$ où en moyenne la moitié de l'énergie incidente est transférée au proton de recul. Cette substance est dense. Elle permet donc d'obtenir une grande efficacité de détection, celle-ci étant également favorisée grâce aux interactions $n + {}^{12}C$ (le rapport $H/{}^{12}C \sim 1.2$ en moyenne).
- b) c'est une substance particulièrement transparente à son spectre d'émission lumineuse avec un indice de réfraction (1.5) proche de celui du verre. Ce spectre d'émission est bien adapté aux P.M. standards ($\lambda_{max} = 425$ nm).
- c) elle est facilement manipulable et usinable sous diverses formes. Elle permet surtout la réalisation de très grands volumes de détection.
- d) la lumière de scintillation qui est émise est, en intensité et en forme, fort dépendante de l'énergie et du type de particules chargées interagissantes. Ceci permet d'obtenir une certaine résolution en énergie et surtout une bonne discrimination entre particules chargées et entre neutron-gamma au moyen des techniques dites d'analyse en forme du signal.
- e) une réponse en temps très rapide (\sim ns). Ce qui permet d'obtenir une résolution en temps (dans des coïncidences électroniques) également de l'ordre de la nanoseconde et, par conséquent, une technique de temps-de-vol très précise pour la détermination de l'énergie du neutron.
- f) ce sont des matériaux disponibles commercialement et relativement bon marché.

La figure 6 reprend les formules, les nomenclatures chimiques ainsi que les structures moléculaires de l'ensemble des composés constituant les différents scintillateurs organiques.

B. Généralités sur la scintillation des substances organiques aromatiques

Dans tous les scintillateurs organiques, la scintillation est un phénomène d'excitation de type moléculaire. Elle est due à la présence d'électrons π dans les liaisons insaturées entre atomes de carbone et, plus particulièrement, les liaisons dites intermoléculaires des radicaux benzoïques. Rappelons que les liaisons interatomiques de la molécule de benzène sont du type σ fortement liées (voir bas de la figure 6).

Les électrons des orbitales moléculaires π sont fortement délocalisés et faiblement liés. Par conséquent, ce sont les transitions entre les états excités de ces électrons π qui produisent la scintillation observée. Celle-ci va de l'U.V. jusqu'au début

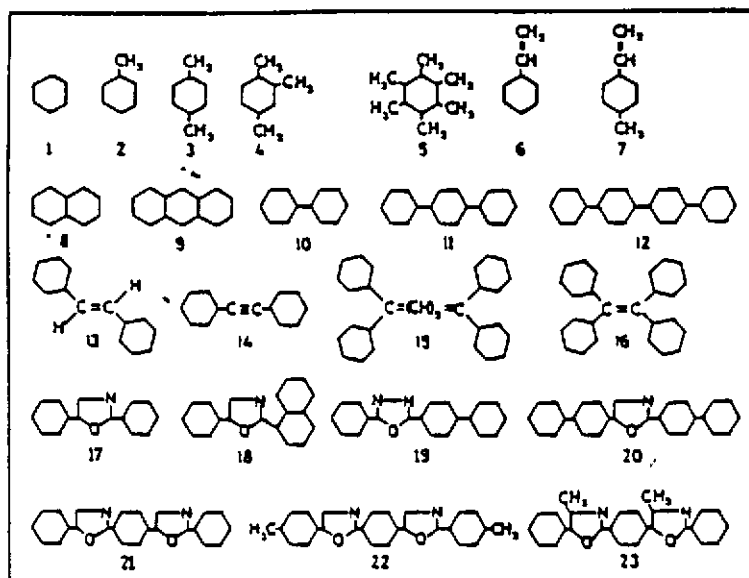
Figure 6:
Nomenclatures chimiques et structures
moléculaires des scintillateurs organiques

Organic scintillator compounds.

Compound	Formula	Application*
1. Benzene	C_6H_6	S
2. Toluene	$C_6H_5 \cdot CH_3$	S
3. p-Xylene	$C_6H_4 \cdot (CH_3)_2$	S
4. 1, 2, 4, Trimethylbenzene (pseudo-cumene)	$C_6H_3 \cdot (CH_3)_3$	S
5. Hexamethylbenzene	$C_6 \cdot (CH_3)_6$	S
6. Styrene monomer	$C_6H_5 \cdot C_2H_3$	S
7. Vinyltoluene monomer	$C_6H_4 \cdot CH_3 \cdot C_2H_3$	S
8. Naphthalene	$C_{10}H_8$	S, C
9. Anthracene	$C_{14}H_{10}$	C
10. Biphenyl	$C_{12}H_{10}$	S'
11. p-Terphenyl	$C_{18}H_{14}$	C, PS
12. p-Quaterphenyl	$C_{24}H_{18}$	C
13. trans-Stilbene	$C_{14}H_{12}$	C
14. Diphenylacetylene	$C_{14}H_{10}$	C
15. 1, 1', 4, 4'-tetraphenylbutadiene	$C_{28}H_{22}$	SS
16. Diphenylstilbene	$C_{26}H_{20}$	SS
17. PPO (2,5-diphenyloxazole)	$C_{15}H_{11}NO$	PS
18. α -NPO (2-(1-Naphthyl), 5-phenyloxazole)	$C_{19}H_{13}NO$	PS
19. PBD (2-Phenyl, 5-(4-biphenyl)-1,3,4-oxadiazole)	$C_{20}H_{14}N_2O$	PS
20. BBO (2,5-Di(4-biphenyl)-oxazole)	$C_{27}H_{19}NO$	SS
21. POPOP (1,4-Bis-(2-(5-phenyloxazolyl))-benzene)	$C_{24}H_{16}N_2O_2$	SS
22. TOPOT (1,4-Di-(2-(5-p-tolyloxazolyl))-benzene)	$C_{26}H_{20}N_2O_2$	SS
23. DiMePOPOP (1,4-Di-(2-(4-methyl-5-phenyloxazolyl))-benzene)	$C_{26}H_{20}N_2O_2$	SS

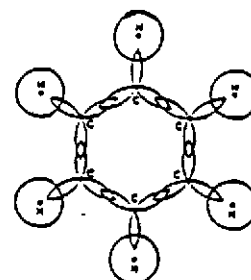
* S—primary solvent; S'—secondary solvent; PS—primary solute; SS—secondary solute; C—crystal scintillator.

RADICAUX BENZOÏQUES – STRUC. PLANE



Molecular structures of some organic scintillator compounds.

Mol. de benzène



The p-orbital orbitals of the carbon atoms of benzene

Liaisons interatomes
de type σ The π -molecular orbitals in benzene (Coulson, 1952).Liaisons intermoléc.
de benz. de type π

du spectre visible. Les niveaux d'excitation de ces électrons sont schématisés à la figure 7. On y distingue deux bandes ; la bande fondamentale des états singulets dénotés par S_i et la bande excitée des états triplets notés par T_i .

Les états singulets correspondent à des excitations où les électrons sont et restent pairés. Ils sont généralement séparés de 3 à 4 eV en moyenne. Les états triplets correspondent à des électrons non pairés avec un plus petit espacement entre les niveaux. A chacun de ces états, s'associent des sous-états de vibration moléculaires espacés de ~ 0.15 eV qui sont communément désignés par des doubles indices S_{ij} et T_{ij} . Comme ces énergies sont grandes par rapport à l'énergie de l'agitation thermique à température ambiante (~ 0.025 eV), on peut considérer que normalement toutes les molécules sont dans l'état fondamental S_{00} .

Les particules chargées qui traversent le scintillateur (électrons, protons ou alphas produits soit à l'extérieur du scintillateur, soit par des réactions induites par des γ ou neutrons à l'intérieur de celui-ci) transmettent leur énergie aux e^- (π) du milieu et provoquent soit le peuplement très rapide ($\sim 10^{-13}$ sec) des états singulets S_{ij} ($i \geq 1$), soit l'ionisation des molécules du milieu peuplant les états triplets T_{ij} ($i \neq 0$). Ces états moléculaires excités se dépeuplent quasi instantanément ($\sim 10^{-12}$ sec) vers les états S_{10} et T_{10} respectivement. Cette désexcitation se fait de façon non radiative en cédant leur énergie à des phonons vibrationnels se dissipant dans tout le réseau. Ensuite, les molécules dans l'état S_{10} se désexcitent vers un des sous-états S_{0i} ($i \neq 0$) générant la fluorescence principale des scintillateurs organiques à savoir "la fluorescence rapide" et qui s'opère dans les 10^{-9} sec. La désexcitation du niveau T_{10} vers un des sous-états S_{0i} , étant interdite par des règles de sélection, ne s'opère que très lentement donnant naissance à la dite "phosphorescence" ($\sim 10^{-3}$ sec). Les molécules dans un état triplet T_{01} peuvent aussi (sous certaines conditions de haute densité d'ionisation) interagir en s'annihilant deux à deux ($T_1 + T_1' \rightarrow S_{10} + S'_{00}$) pour permettre à l'une des molécules de passer dans l'état S_{10} . Ce type de processus donne lieu à la dite "fluorescence retardée" de temps caractéristique 10^{-7} à 10^{-6} sec.

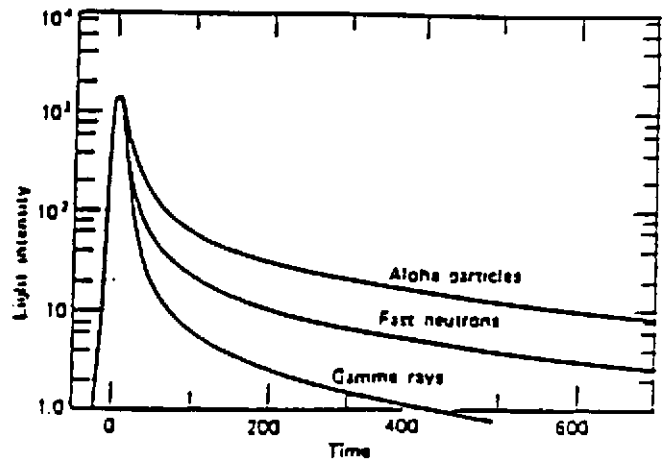
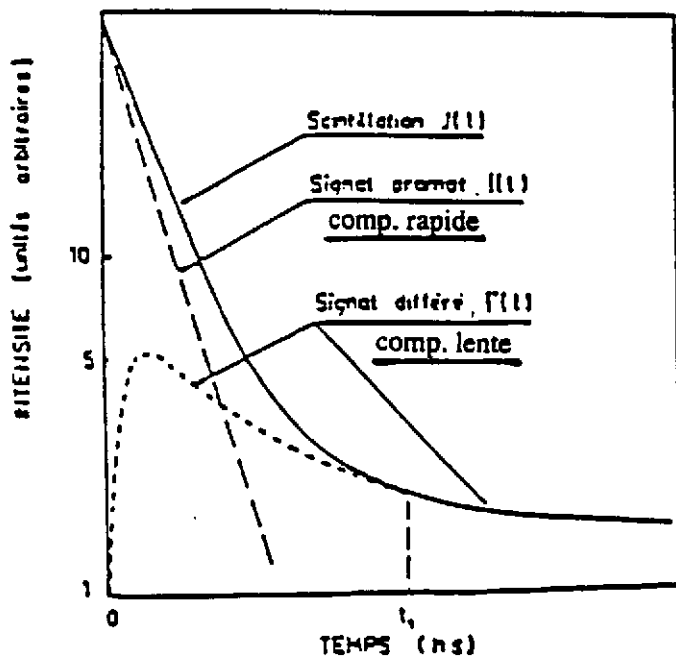
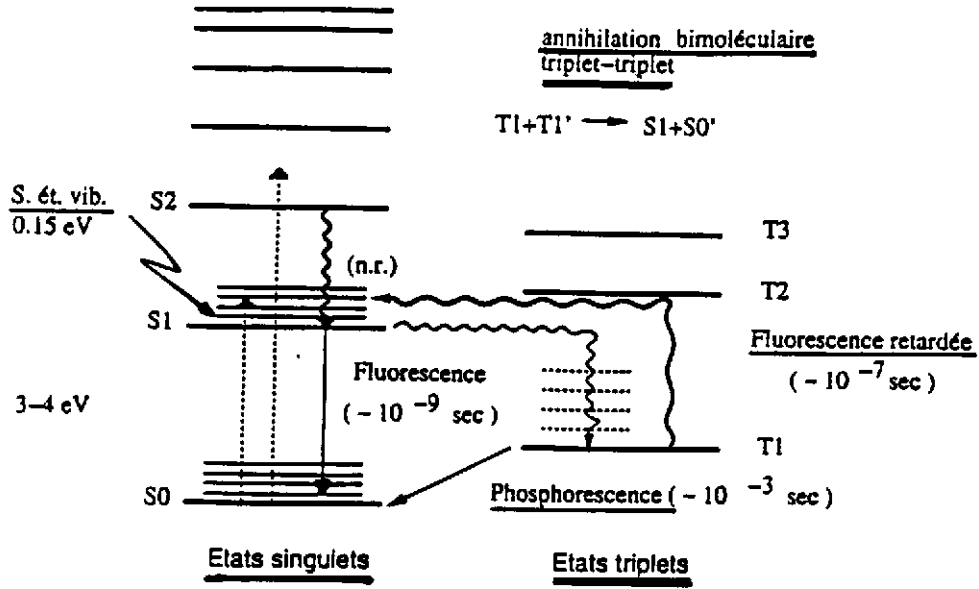
Le mécanisme qui favorise fortement le peuplement des états triplets est d'autant plus important que la particule détectée est ionisante (de Z élevé et de faible énergie). Il fait apparaître des zones de grande concentration en molécules activées dont la densité dépend du dE/dx de la particule ionisante. Par contre, les particules peu ionisantes (e^- , μ^\pm , ...) créent le long de leur trajectoire des zones d'activation très diluées et les seules mais rares régions de grande densité d'activation sont celles dues alors aux électrons secondaires lents.

Il en découle que l'importance des zones de haute concentration en molécules activées dépendra fortement du type et de l'énergie de la particule détectée. Cette importance jouera un rôle prédominant dans la discrimination entre particules, celle-ci est régulée par la contribution plus ou moins élevée de la "fluorescence retardée". Cette dernière est communément désignée "composante lente" de la lumière de scintillation en comparaison à la dite "composante rapide" ou fluorescence rapide qui reste dominante.

Plus de détails sur l'évolution des états singulets, le peuplement et le dépeuplement des états triplets et le transfert d'énergie entre le solvant et les solutés sont donnés dans les exposés du Prof. Ch. Bourgeois dans le cadre de cette école.

Les conséquences immédiates de ce qui a été évoqué précédemment sur la scintillation des substances organiques aromatiques sont :

Figure 7:



- a) en fonction du temps, la forme de l'intensité du signal lumineux délivré par ce type de scintillateur a l'allure présentée à la fig. 7. Ce signal est composé de deux parties : i) une composante rapide de forme exponentielle et de temps de décroissance caractéristique variant selon les substances entre 1.5 et 3 ns ; ii) une composante lente ou "différée", de forme non exponentielle mais caractérisable par un temps de décroissance " τ " ~ 100 à 300 ns. La phosphorescence reste négligeable dans ce domaine temporel et sera ignorée dans la suite.
- b) que l'interaction de particules fortement ionisantes, procédant essentiellement par ionisation et non par photoexcitation, favorise la formation des états triplets aux dépends des états singulets et contribue donc à l'émission de la fluorescence retardée aux dépends de la fluorescence rapide. Le processus dit d'annihilation bimoléculaire ($T_1 \rightarrow S_1$) joue ici un rôle prédominant. L'importance relative des intensités de la composante prompte et de la composante retardée permet de différencier le type de particule incidente ou induite à l'intérieur du scintillateur. La figure 8 illustre en fonction de E_n les différentes sections efficaces de réactions induites par le neutron sur l'hydrogène et le carbone du scintillateur. Ainsi cette scintillation permet de discriminer entre : i) les signaux générés par des e^- ou du rayonnement gamma (détecté à travers les e^- Compton) ; et ii) les signaux créés par des protons ou des neutrons (détectés par des p, d et α issus de la réaction dans le scintillateur) et même des particules plus lourdes. Nous analyserons cette discrimination plus en détails.
- c) que l'intensité totale de la lumière émise est d'autant plus importante que l'énergie de la particule détectée est élevée et que sa charge Z est petite comme l'illustre la figure 9. Ainsi cette intensité varie i) selon E à très faible énergie (≤ 200 keV) ; ii) selon $E^{3/2}$ entre 0.3 et 4 MeV et enfin iii) à nouveau linéairement selon l'expression (E-2.1) MeV. Ainsi, pour une même intensité lumineuse, la correspondance entre l'énergie d'un neutron incident (ou proton de recul d'énergie maximale T_p) et celle d'un gamma incident (ou électron compton d'énergie max T_{e^-}) est donnée par la formule empirique suivante :

$$T_{e^-} = a_1 T_p - a_2 [1 - \exp(-a_3 T_p^{a_4})]$$

où les quatre coefficients a_i dépendent soit du type de scintillateur pour une même particule (voir le tableau 5 qui présente des valeurs de a_i pour un proton détecté dans des scintillateurs de type NE102, NE224 et NE228), ou soit pour un même scintillateur, du type de particules chargées détectées comme l'illustre le tableau 6. Dans ce tableau les a_i correspondent à un scintillateur organique liquide type NE213 sensibilisé par des particules protons et alphas. Cette expression a été largement testée à basse énergie ($E_n \leq 14$ MeV). Des tests expérimentaux à plus haute énergie ont été réalisés à Louvain-la-Neuve.

Le tableau 7 présente à titre indicatif la correspondance T_p (MeV) et T_{e^-} (MeV) à différentes énergies incidentes dans le NE213. Ainsi, l'équivalent électron (eq- e^-) d'un proton d'un MeV est $T_{e^-} = 0.2$ MeV, tandis que pour $T_p = 8$ MeV $T_{e^-} \sim 4.3$ MeV. Le rapport T_p/T_{e^-} varie d'un facteur approximatif de 5 à basse énergie et tend vers l'unité pour les énergies de proton dépassant une trentaine de MeV.

Cette correspondance est largement exploitée pour calibrer les spectres des hauteurs d'impulsion des détecteurs à neutron en se servant à basse énergie des sources radioactives standards gamma de type ^{203}Hg , ^{57}Co , ^{22}Na , ^{60}Co et le 4.4 MeV du $^{12}\text{C}^*$ formé dans la source Am(Po)-Be. A haute énergie, on exploite le rayonnement cosmique μ comme nous le verrons ci-après. Certes cette calibration peut se faire

Figure 8:

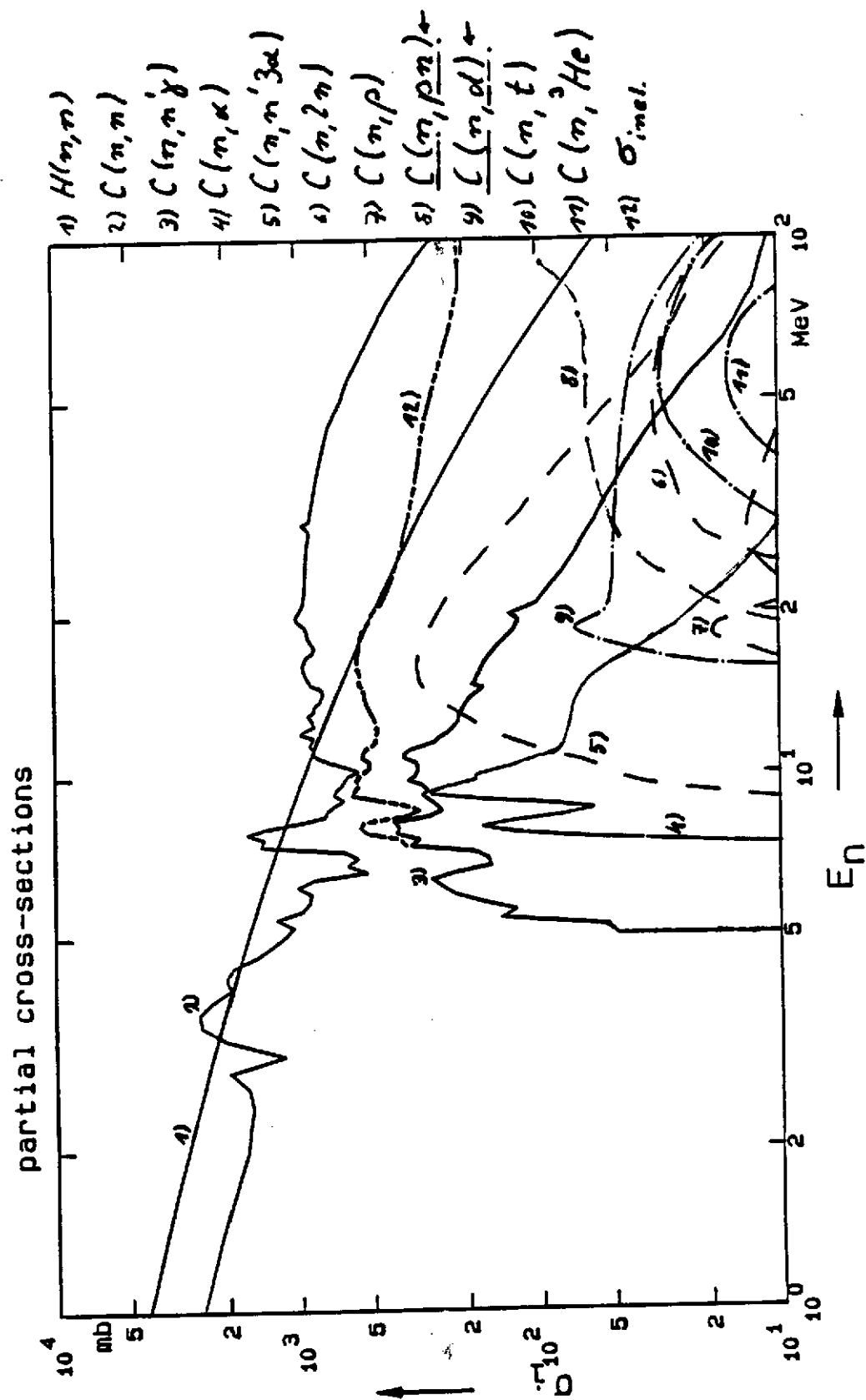
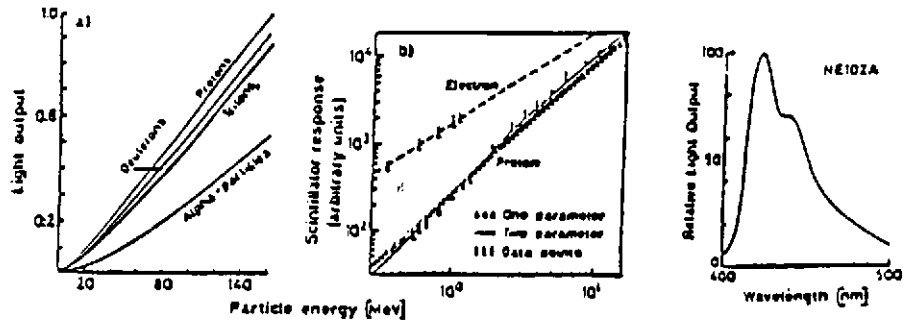


Figure 9:



Réponse lumineuse du NE102 en fonction de l'énergie et du type de particules chargées

Théorie - Expérience

Pour une même lumière, la correspondance entre l'énergie d'un neutron incident (proton de recul) et celle d'un gamma incident (électron Compton) est donnée par la formule

$$T_e = a_1 T_p - a_2 \left[1 - \exp(-a_3 T_p^{a_4}) \right]$$

Scintillateurs	Coefficients			
	a ₁	a ₂	a ₃	a ₄
NE-102	0.95	8.0	0.10	0.90
NE-224	1.00	8.2	0.10	0.88
NE-223	0.95	8.4	0.10	0.90

Tableau 5: Valeurs des coefficients de la fonction-réponse

Coefficients Particules	a ₁	a ₂	a ₃	a ₄
protons	0.83	2.82	0.25	0.93
alphas	0.41	5.9	0.065	1.01

Tableau 6: Valeurs des coefficients de la fonction de réponse en lumière pour un scintillateur NE 213.

T _p (MeV)	T _e (MeV)	T _p (MeV)	T _e (MeV)	T _p (MeV)	T _e (MeV)
1	0.20621821	11	6.58573123	21	14.650535
2	0.59140423	12	7.36666178	22	15.4736025
3	1.07811515	13	8.15653754	23	16.2978722
4	1.63793786	14	8.95367705	24	17.1231323
5	2.25304216	15	9.75672781	25	17.9492088
6	2.9109258	16	10.5645984	26	18.7759591
7	3.60237446	17	11.3764056	27	19.6032658
8	4.32040497	18	12.1914333	28	20.4310323
9	5.05963042	19	13.0090989	29	21.2591791
10	5.8158441	20	13.8289235	30	22.0876405

Tableau 7: Correspondance T_p - T_e dans le NE213

directement si l'on dispose de faisceaux de neutrons ou de protons monoénergétiques comme c'est le cas auprès du cyclotron de Louvain-la-Neuve.

C. Détection des neutrons dans un scintillateur organique

La diffusion élastique (n,p) s'est imposée pour la détection des neutrons rapides. En effet, la section efficace de diffusion du neutron sur l'hydrogène est suffisamment grande et sa dépendance en énergie est bien connue mais surtout, le transfert d'énergie peut être total. L'énergie du proton du recul E_R peut s'exprimer dans le système du laboratoire comme $E_R = E_n \cos^2 \theta_R$ ($\bar{E}_R = E_n/2$) où θ_R est l'angle de diffusion du proton.

On peut aisément démontrer que la distribution en énergie de ces protons peut s'exprimer comme $P(E_R) = 4 \frac{\sigma(\theta_R)}{\sigma_s} \cdot \frac{\pi}{E_n}$; où $\sigma(\theta_R)$ est la section efficace de diffusion en fonction de l'angle θ_R dans le centre-de-masse et σ_s la section efficace totale. Pour des énergies inférieures à 10 MeV, cette diffusion est isotrope dans le centre-de-masse c'ad $\sigma(\theta_R) \sim \frac{\sigma_s}{4\pi}$ d'où $P(E_R) = \frac{1}{E_n}$.

Ainsi la probabilité, pour que le proton de recul ait une énergie E_R donnée, est continue et surtout constante et indépendante de son angle de diffusion. A un faisceau de neutrons monoénergétiques correspondra IDEALEMENT un spectre d'énergie de protons de recul de forme rectangulaire de valeur à l'origine proportionnelle à $1/E_n$.

Dans la détection des neutrons à l'aide de scintillateurs organiques, deux questions restent cependant posées à savoir : i) comment déterminer expérimentalement l'énergie des neutrons ? et ii) comment en pratique discriminer entre les neutrons et le rayonnement gamma ?

1) Comment déterminer l'énergie des neutrons dans des scintillateurs organiques ?

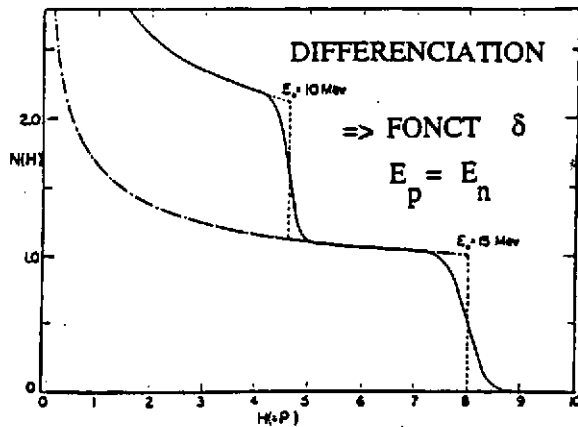
Deux méthodes sont usuelles : a) l'analyse spectrale et b) la technique du temps-de-vol.

a) L'analyse spectrale

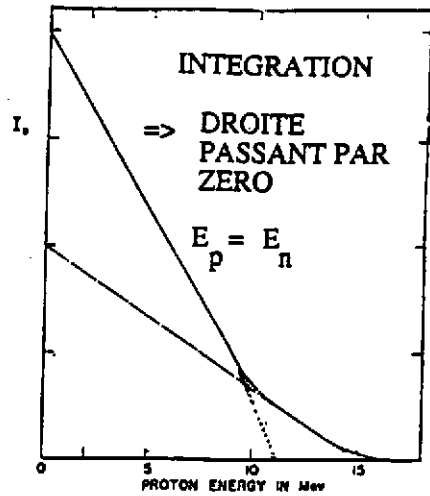
Partant de la distribution spectrale du proton de recul présentée dans le précédent paragraphe, trois méthodes sont généralement utilisées pour déterminer l'énergie du neutron détecté. Ces méthodes sont : i) l'analyse spectrale par différenciation où l'on peut rappeler que la dérivée d'une fonction en "escalier" est une fonction δ centrée sur la valeur de la discontinuité et donc, de l'énergie maximale du proton (ou du neutron) ; ii) l'analyse spectrale par intégration où l'intégrale à partir de l'origine d'une fonction en "escalier" est une droite décroissante dont l'intersection avec l'axe des énergies correspond aux valeurs des points de discontinuité ; iii) l'analyse spectrale par déconvolution soit numérique ou soit par Monte Carlo. Dans le cas de la déconvolution numérique, il faut disposer au préalable des fonctions de réponses "types" enregistrées à l'aide du détecteur pour une série de neutrons monoénergétiques et raies gamma standards. Pour l'analyse par Monte Carlo il faut disposer de toutes les caractéristiques des interactions fondamentales du neutron dans la substance organique scintillante. Rappelons que celles-ci sont dominées par la diffusion n+p et toutes les réactions élastiques et inélastiques $n + {}^{12}\text{C}$.

La figure 10 illustre trois exemples de l'analyse spectrale réalisée selon les trois méthodes présentées ci-dessus et appliquées à des spectres de neutrons issus de la réaction $d + D \rightarrow {}^3\text{He} + n$ à relativement basse énergie ($E_n \leq 4$ MeV).

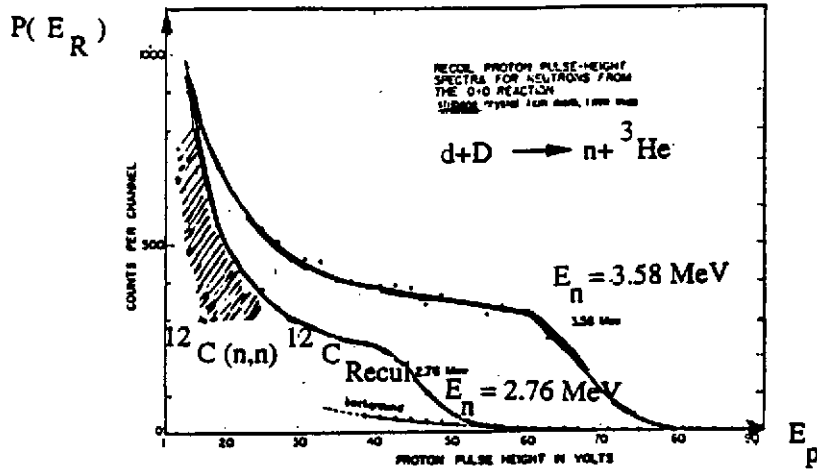
Figure 10:



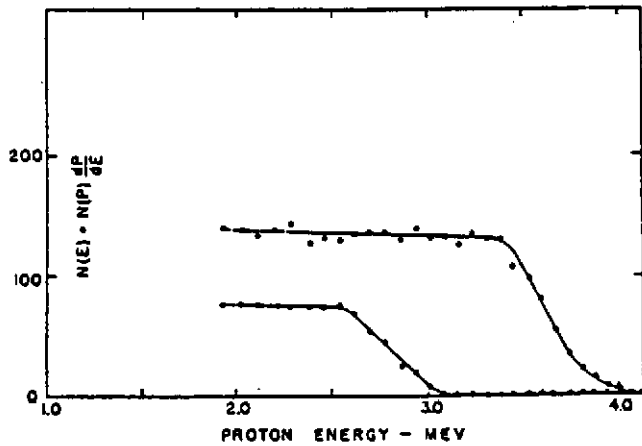
Calculated pulse-height spectrum for two monoenergetic neutron groups, including nonlinear crystal response and the effects of crystal and photo-tube statistics.



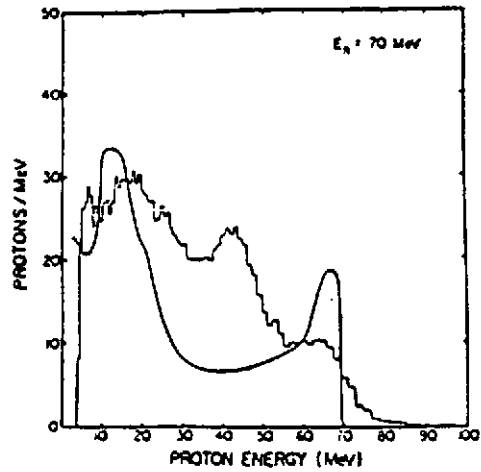
Integral proton energy spectrum, derived from the spectrum of Fig. 5.



Experimental pulse-height spectra for D-D neutrons of two different energies.



Proton energy spectra for D-D neutrons, from the data of Fig. 12.



Comparison of the calculated and measured response of a 12.5 cm x 12.5 cm NE213 scintillator for 70 Mev neutrons (fig. from ref. 86).

Si ces méthodes sont performantes pour des spectres simples et surtout à basses énergies, elles sont nettement insuffisantes à hautes énergies et pour des spectres complexes. Ceci est clairement illustré à la figure 10 où l'on a représenté le spectre expérimental et l'analyse théorique réalisée pour un détecteur NE213 (5" x 5") détectant un neutron monoénergétique de 70 MeV.

Différents effets physiques viennent perturber la "belle" forme rectangulaire et analytiquement simple du spectre $P(E_n)$ observé à basses énergies des neutrons. Les perturbations trouvent leurs origines dans des effets tels : i) la non-linéarité de la fonction de réponse lumineuse du scintillateur (différences marquées entre basse et haute énergies) ; ii) les diffusions multiples d'un même neutron dans le volume du détecteur (on peut compter jusqu'à 3 diffusions dans un volume (6" x 8") ; iii) la diffusion élastique ($n + {}^{12}\text{C}$) où la scintillation induite par le carbone de recul contribue essentiellement à la partie basse du spectre d'impulsion ; iii) l'anisotropie de la distribution angulaire $n+p$ à haute énergie et surtout les différentes contributions de l'interaction inélastique $n+{}^{12}\text{C}$. En effet, à partir de $E_n = 5.7$ MeV s'ajoute au spectre la contribution de la réaction ${}^{12}\text{C}(n,\alpha)$ et à partir de 7.3 MeV celle de la réaction ${}^{12}\text{C}(n,n')3\alpha \dots$ (voir figure 8).

b) La technique du temps-de-vo

L'ensemble des difficultés présentées dans le paragraphe précédent ont vite incité les expérimentateurs à utiliser la technique du temps de vol du neutron pour déterminer son énergie. En effet, connaissant la masse du neutron et la longueur fixée (ℓ) de sa base de vol, une mesure expérimentale de son temps de vol (tv_n) associé à ce parcours permet de déterminer sa vitesse et par conséquent son énergie E_n .

Pour des valeurs relativistes

$$E_n = 939.553 \left[\left(1 - 11.126496 \left(\frac{\ell}{tv_n} \right)^2 \right)^{-1/2} - 1 \right] \text{ MeV}$$

$$\text{où } \left(\frac{tv_n}{\ell} \right) = \frac{3.3356404}{\left[1 - \left(\frac{939.553}{E_n(\text{MeV}) + 939.553} \right)^2 \right]^{1/2}} \frac{\text{ns}}{\text{m}}$$

Pour des neutrons non relativistes

$$E_n^{\text{N.R}} = (72.298)^2 \left(\frac{\ell}{tv_n} \right)^2$$

$$\text{où } \left(\frac{tv_n}{\ell} \right) = \frac{72.298}{\sqrt{E_n(\text{MeV})}} \frac{\text{ns}}{\text{m}}$$

Ainsi par exemple, pour $E_n^{\text{N.R}} = 1$ MeV $tv_n = 72.3$ ns/m.
 et à 100 MeV $tv_n = 7.79$ ns/m à comparer au
 temps de vol d'une radiation électromagnétique $tv_\gamma = 3.33$ ns/m.

(tv_n) est mesuré expérimentalement (surtout pour les particules chargées) comme la différence de temps de vol (Δt) entre le passage de la particule dans un détecteur "start" et un détecteur "stop" situé à la distance (ℓ). (Δt) est fourni par des appareils électroniques type CTA (convertisseur temps-amplitude) ou TDC (convertisseur temps-digital).

En pratique pour un neutron, la méthode du détecteur "start" ne peut être adoptée sinon il doit être très mince et par conséquent peu efficace. Ainsi le "start" du temps de vol est donné soit par une particule chargée légère associée au neutron ou par les produits de la réaction générant celui-ci ou soit par un signal électronique tel que la radiofréquence (R.F.) d'un cyclotron ou de tout autre accélérateur. Le signal électronique doit être associé au faisceau de projectile induisant la réaction et par conséquent produisant la source émettrice du neutron. Dans tous ces cas (Δt) est une différence de t.v. nécessitant au préalable une calibration supplémentaire pour définir le t_{n0} , l'instant de sa production dans la cible.

Ayant défini le couple $(\Delta t_{exp}, \ell_{exp}) \rightarrow E_{n,exp}^{N.R.} = (72.3)^2 \left(\frac{\ell_{exp}}{\Delta t_{exp}} \right)^2$ avec une

incertitude relative $\frac{\delta E_n^{N.R.}}{E_n^{N.R.}} \sim 2 \frac{\delta(\Delta t)}{\Delta t}$ (négligeant l'erreur relative sur la distance de vol).

Avec pratiquement $\delta(\Delta t) \sim 1$ ns ; $(\delta E_n/E_n)$ variera en moyenne entre 2 et 5 % pour des neutrons rapides.

A titre d'exemple la figure 11 présente, par rapport à la R.F. du cyclotron, un spectre t.v. de neutrons et de gamma, enregistré à Louvain-la-Neuve dans la réaction $Ar + Ho$ à l'aide d'un module DEMON situé à 1.75 m de la cible. Le bas de cette figure illustre le spectre d'énergie des neutrons que l'on déduit.

2) Comment discriminer les neutrons (p, d, α) et les gamma (e^- Compton) dans les scintillateurs organiques ?

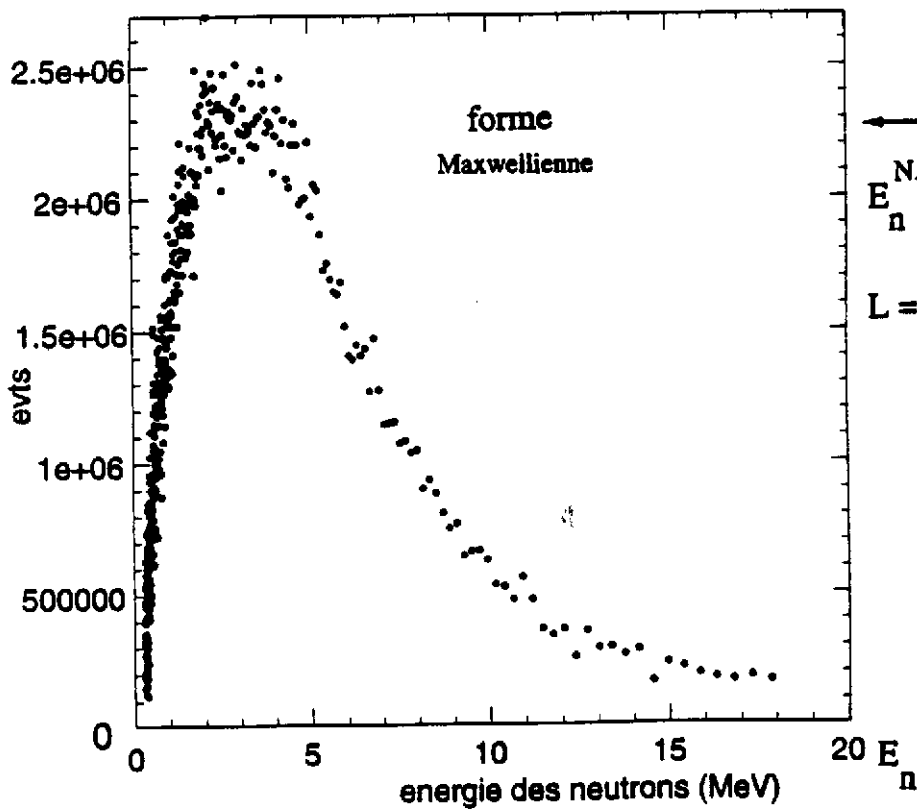
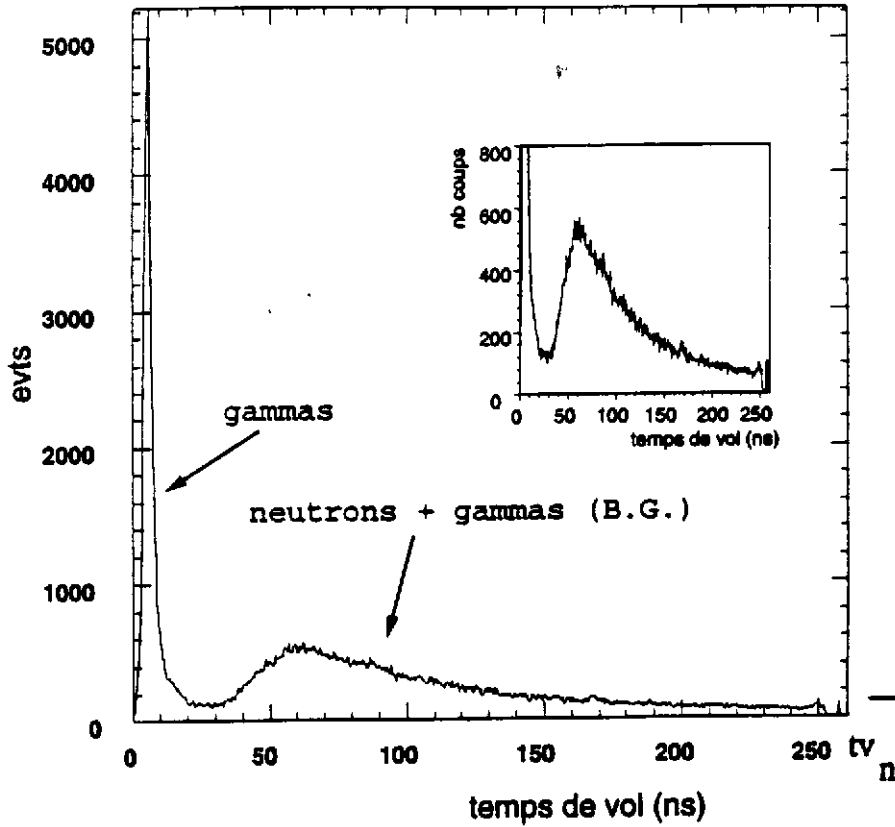
Pour ce faire on utilise la "discrimination par analyse en forme du signal lumineux". Dans ce cadre deux méthodes expérimentales sont utilisées ; a) la technique du passage par zéro (P.P.Z.) et b) la technique d'intégration de charge (I.C.). Ces deux méthodes sont respectivement schématisées aux figures 12 et 13.

a) La méthode de différenciation par passage par zéro

Cette méthode de discrimination consiste à transformer le signal lumineux (ou la sortie anodique du P.M. couplé au scintillateur) en un signal bipolaire à l'aide d'un circuit électronique doublement différentiel type (CR-RC-CR). On obtient ainsi un signal qui passe par zéro après un temps qui ne dépend pas de l'amplitude du signal mais bien de sa forme. Ce temps correspond en fait à celui où le signal atteint son point d'inflexion c'est-à-dire le point de raccordement entre ses deux composantes la "rapide" et la "lente" (voir paragraphe II-B). Les particules de plus en plus ionisantes correspondent à des points d'inflexion de plus en plus décalés en temps par rapport au début du signal. En conséquence, les gamma, e^- ou μ^- , particules peu ionisantes, délivreront des signaux dont le passage par zéro se fera plus tôt que les neutrons ou les particules associées telles les protons, les α ou les ions lourds. Il suffit donc de disposer de deux discriminateurs analogiques et d'un CTA pour mesurer l'intervalle de temps séparant le début du signal (servant de start) et l'instant du passage par zéro (servant de stop du CTA). Un spectre typique de discrimination par PPZ est montré à la figure 12. Il a été obtenu à Louvain-la-Neuve à partir d'un faisceau de neutrons monoénergétiques de 30 MeV détectés à l'aide d'un cristal stilbène 1" x 1". Dans ce spectre monodimensionnel on distingue clairement le pic γ (A) bien séparé d'une large structure associable au neutron. Dans celle-ci on peut identifier (vu les qualités du détecteur et de l'électronique associée) trois contributions séparées à savoir la diffusion $n + H \rightarrow n + p$ (la structure, (C) les contributions des réactions $^{12}C(n,p)$, (n,np) et (n,d)

Figure 11 :

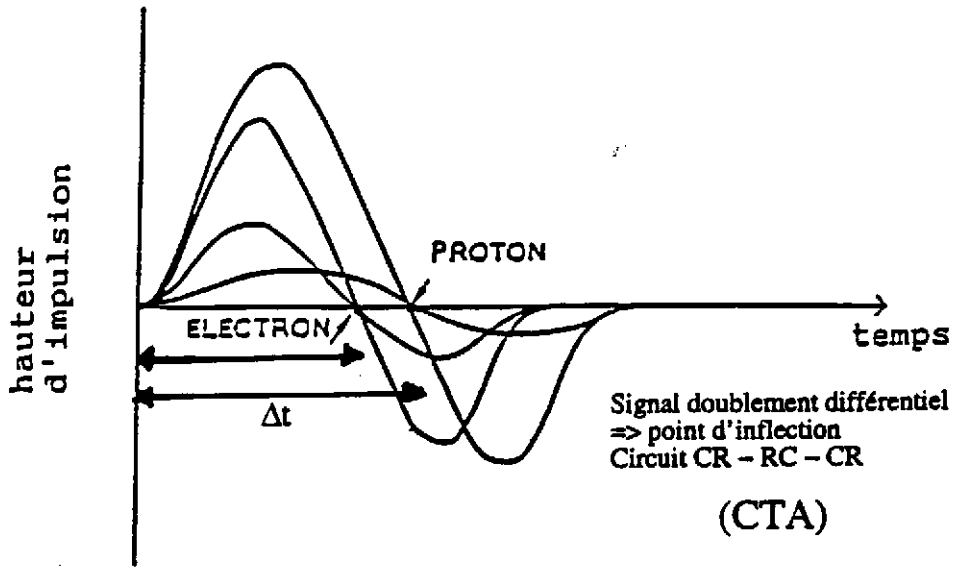
Spectres T.V. et energie des neutrons et gamma issus de la réaction Ar + Ho (LLN)



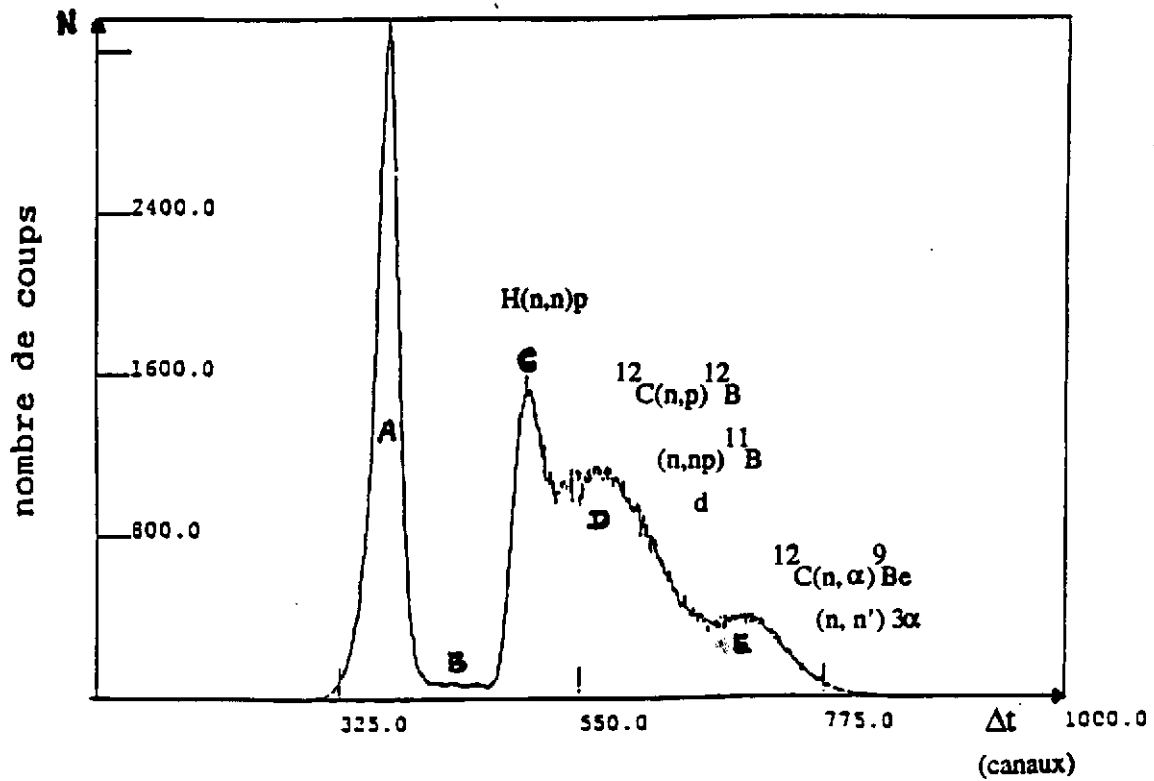
$$E_n^{N.R.} = K \left(\frac{tv_n}{L} \right)^2$$

$$L = 1.75 \text{ mètres}$$

Figure 12:



Spectre TAC de discrimination n - γ par la méthode de
PASSAGE PAR ZERO pour un faisceau monoénergétique
 $E_n = 30 \text{ MeV (LLN)}$



correspondantes à la structure (D) et enfin la contribution (E) due aux réactions $^{12}\text{C}(n,\alpha)$ et $^{12}\text{C}(n,n')3\alpha$.

Cette technique est couramment utilisée mais présente quelques imperfections telles i) la mauvaise résolution pour les signaux de faibles amplitudes et de différents temps de montée (malgré les circuits de discrimination à fraction constante) ; ii) pour une meilleure discrimination il est nécessaire d'associer au spectre CTA, le spectre de hauteurs d'impulsion réalisant des spectres biparamétriques types (amplitude - CTA(PPZ)) définissant également les seuils de détection électroniques ; iii) le coût élevé en modules électroniques et en complexité de l'informatique d'acquisition pour des grands ensembles de détecteurs modulaires (par exemple DEMON).

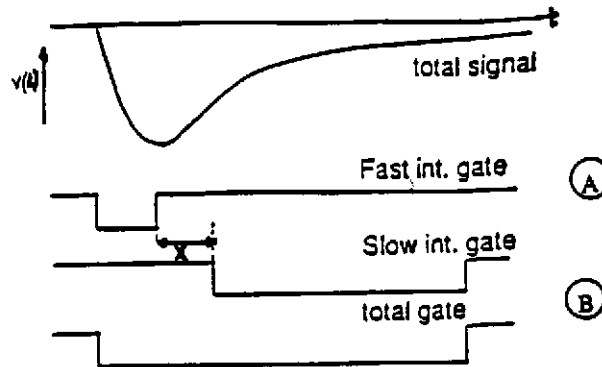
b) La méthode de différenciation par intégration de charge

La méthode consiste à intégrer électroniquement les charges associées à différentes parties du signal lumineux issu du scintillateur (voir paragraphe II-B). Cette intégration se fait à l'aide de fenêtres temporelles logiques de largeur variable comme il est illustré à la figure 13. La comparaison des intégrales en charge de ces différentes parties du signal (souvent deux parties) permet de mettre en évidence ses deux composantes : la fluorescence rapide (ou la composante rapide) et la fluorescence retardée (ou la composante lente). Bien entendu, ces deux composantes sont mélangées et il existe donc un optimum à déterminer expérimentalement pour établir les caractéristiques des fenêtres temporelles (leur durée et les temps relatifs de leur début). Ainsi on divise généralement le signal en deux parties : la première comprend la presque totalité de l'amplitude du signal (~ 90%) et dont l'intégrale servira de "référence". La seconde partie ne comprend que la fluorescence retardée ; son intégrale de charge contiendra l'information distinguant le type de particules incidentes. Ces deux parties du signal sont séparées d'une zone intermédiaire (x) où les deux fluorescences sont supposées être fort mélangées et donc leur attribution est ambiguë.

En pratique, on peut soit comparer entre elles les intégrales de la composante rapide et de la composante lente, soit, l'intégrale de la totalité du signal et celle de la composante lente. Cette alternative (utilisée dans l'électronique du multidétecteur DEMON) est souvent préférée car l'intégrale de charge totale du signal est une donnée importante pour définir par la suite les seuils de détection électroniques du neutron et par conséquent les efficacités intrinsèques de détection.

Ainsi, pour une même intégrale de charge totale (rapide + lente), un neutron aura toujours une intégrale de charge lente plus importante qu'un gamma. On peut alors réaliser des spectres biparamétriques où l'on porte la composante lente en ordonnée et la totale en abscisse comme le montre le bas de la figure 13. En gros, les événements se regroupent autour de deux branches : les gammas (électron + μ cosmique) autour de la droite de faible pente tandis que les neutrons correspondent à plusieurs droites : i) des droites de pente moyenne résultantes de différents types d'interaction $n + \text{H}$ et $n + ^{12}\text{C}$ donnant une particule chargée de $Z = 1$ telle le proton, le deuteron ou le triton, ces derniers issus des réactions $^{12}\text{C}(n,d)$ et $^{12}\text{C}(n,t)$; ii) des droites de plus forte pente qu'on peut attribuer aux particules chargées plus ionisantes telles les particules ^3He et alpha issus des réactions $n + ^{12}\text{C}$. Ces dernières peuvent également contenir les contributions des ions de recul tels le ^{12}C , le B ou Be résidus des différentes réactions. La figure 13 illustre une telle discrimination n- γ pour un faisceau de neutrons monoénergétiques de 56 MeV observé dans un scintillateur organique liquide de dimension 2" x 2".

Figure 13:

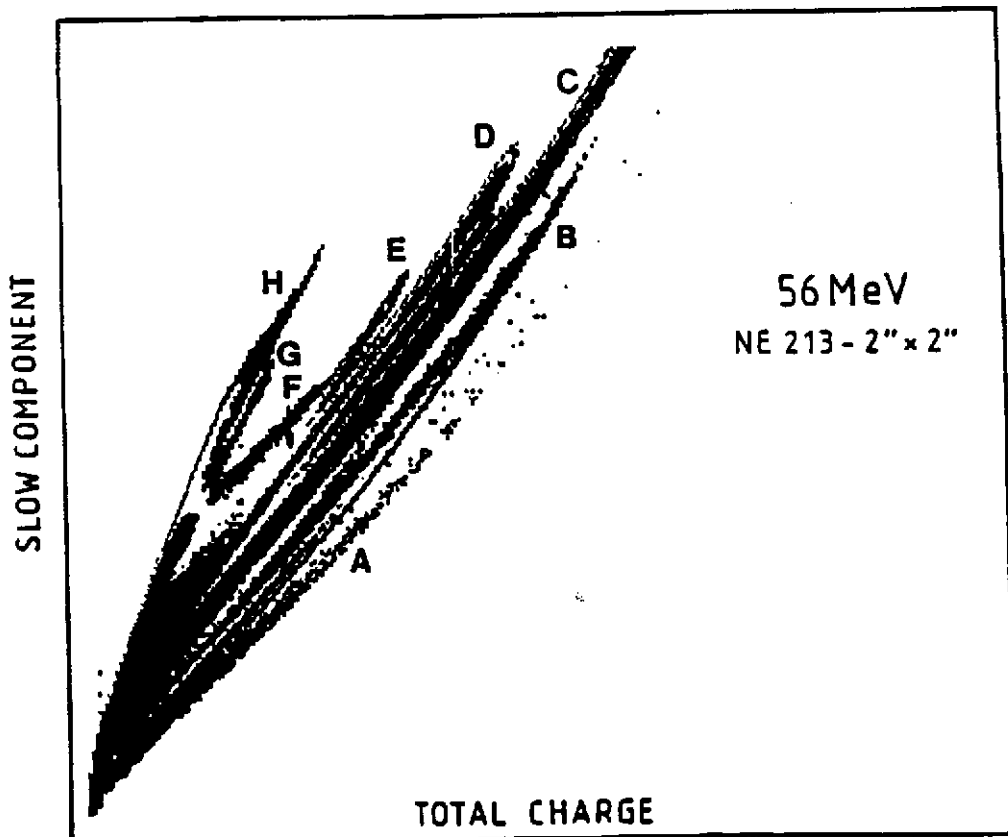


(A) Intégration de la charge
de la composante rapide

(B) Intégration de la charge
de la composante lente (totale)

(QDC)

Spectre TAC de discrimination $n - \gamma$ par la méthode
d' INTEGRATION EN CHARGE DU SIGNAL (LLN)



Pour les grandes amplitudes du signal, les droites d'identification neutron ou gamma se transforment souvent en des courbes concaves dû essentiellement à des effets de saturation dans les P.M. Cette saturation affecte principalement les intégrales de charge des composantes rapides ou totales du signal (non-linéarité le long de l'axe des abscisses).

A nouveau, c'est aux signaux de faibles amplitudes qu'apparaissent les limites de la méthode, puisque l'ensemble de ces droites se rejoignent en principe à l'origine. Il ne faut cependant pas oublier qu'à une faible amplitude peut correspondre un gamma ou un neutron de grande énergie (distribution quasi-rectangulaire des protons de recul). Mais généralement cette difficulté se trouve résolue en partie lorsque le temps de vol et la discrimination n- γ sont corrélés lors de la sélection des événements à analyser.

IV. Caractéristiques techniques et spécifiques du multidétecteur DEMON

Comme exemples d'applications du fonctionnement et de l'utilisation des scintillateurs organiques dans la détection des neutrons en physique nucléaire, nous présenterons dans la suite les performances de deux détecteurs les plus récents dans ce domaine à savoir : a) le multidétecteur "DEMON" et la "boule à neutrons" "ORION" tous deux opérant en France.

A l'occasion de la présentation du détecteur DEMON nous discuterons de deux problèmes importants dans la détection des neutrons : a) la détermination expérimentale de l'efficacité intrinsèque de détection des neutrons dans les scintillateurs organiques et b) l'étude de la problématique de la diaphonie ("cross-talk") présente entre deux détecteurs à neutrons voisins. A l'occasion de la discussion sur le détecteur 4π "ORION" nous discuterons les limitations des efficacités intrinsèques de détection de tel type de compteur.

A. Présentation technique générale du multidétecteur DEMON

DEMON est l'acronyme de Détecteur Modulaire à Neutrons. Il permet de mesurer à la fois : la distribution angulaire, le spectre en énergie et la multiplicité moyenne des neutrons émis lors des réactions nucléaires et particulièrement celles induites par des ions lourds.

Cet instrument est le fruit d'une large collaboration franco-belge regroupant, en Belgique, l'Université Catholique de Louvain et l'Université Libre de Bruxelles sous l'égide du FNRS belge et, en France, le Centre de Recherches Nucléaires de Strasbourg et le Laboratoire de Physique Corpusculaire de Caen sous l'égide de l'IN2P3. Cet équipement expérimental est destiné à fonctionner sur des sites variés tels que le cyclotron CYCLONE de Louvain-la-Neuve en Belgique et les accélérateurs GANIL et VIVITRON en France.

Ce dispositif comprend 96 cellules détectrices constituées chacune d'un scintillateur organique liquide de type NE213 de forme cylindrique de 16 cm de diamètre et 20 cm de profondeur tel qu'il est présenté à la figure 14a). Afin d'identifier un événement induit par un neutron incident d'une particule chargée légère énergétique (souvent un proton), le dispositif DEMON comprend également 24 détecteurs additionnels désignés par l'acronyme "SYREP" pour "Système de Rejection de Particules chargées". Ces détecteurs sont constitués chacun d'un scintillateur plastique de type NE102A de forme octogonale de 3 mm d'épaisseur et de diamètre du cercle inscrit à l'octogone de 16 cm. Le mode de couplage des compteurs DEMON et SYREP est schématisé à la figure 14b). La sélection des seuls événements neutron "pur" se fait alors en utilisant la méthode dite "d'anticoïncidence" électronique entre ces deux détecteurs car seule une particule chargée peut sensibiliser les deux

Scintillateur liquide NE213
(diam.=16cm, prof.=20cm)

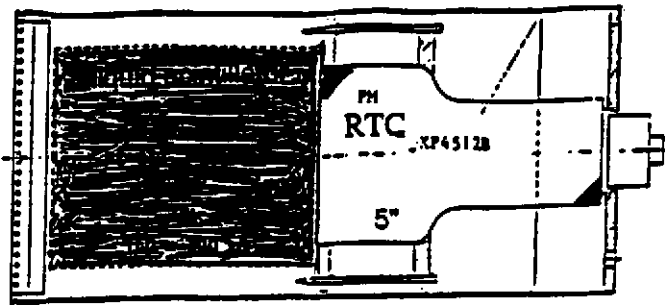


Figure 14(a): Couplage scintillateur –
PM d'une cellule DEMON

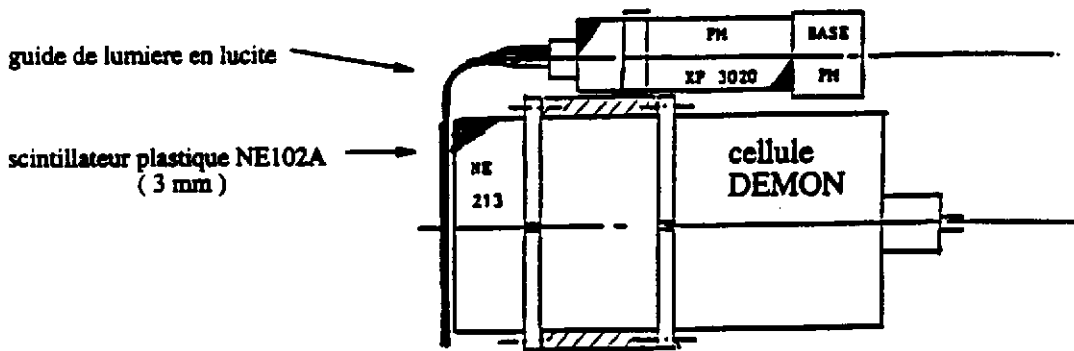


Figure 14(b): Couplage du SYREP avec
une cellule DEMON

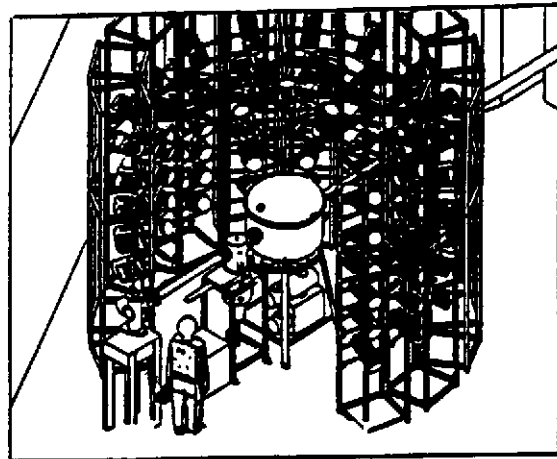
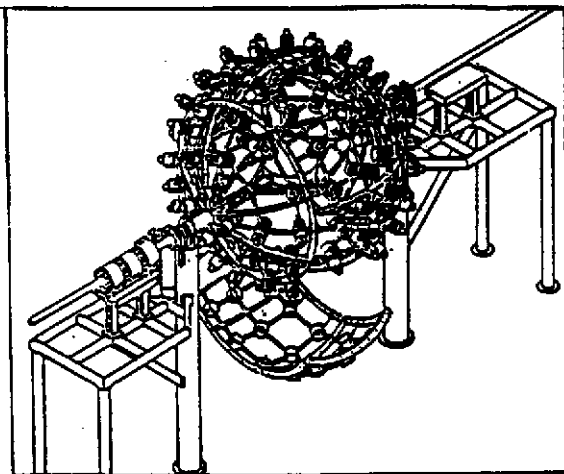


Figure 15: Configurations de DEMON sur les
différents cites d'expériences

détecteurs en même temps. Ce couplage a été testé en détails auprès de CYCLONE. Les dispositifs mécaniques servant à soutenir ces détecteurs sur les sites de Louvain-la-Neuve, du GANIL et du VIVITRON sont schématisés à la figure 15. Le dispositif de Louvain-la-Neuve propose une couverture spatiale de "type" 4π avec une symétrie axiale autour de l'axe du faisceau incident.

Malgré le grand nombre de détecteurs utilisés, on ne couvre pourtant que $\sim 5\%$ de l'angle solide 4π . L'efficacité intrinsèque "moyenne" par cellule (discutée en détails par la suite) est de l'ordre de 70% à $E_n = 5\text{ MeV}$ mais avoisine 33% à 50 MeV pour des seuils de détection inférieurs à 200 keV eq-e^- (voir paragraphe III-B). La résolution en temps pour des coïncidences par rapport à la (R.F.) du cyclotron est $\leq 1.3\text{ ns}$ ce qui correspond "en moyenne" à des résolutions en énergie déterminées par temps de vol de l'ordre de $5\text{ à }7\%$.

La gamme en énergie des neutrons détectables est comprise entre 1 MeV et 100 MeV . La discrimination n- γ reste excellente pour des seuils de détection aussi bas que 100 keV eq-e^- ou $E_n = 0.5\text{ MeV}$. Ceci correspond à une très grande performance vu le grand volume des cellules.

B. Quelques caractéristiques spécifiques des cellules DEMON

La figure 16 illustre quelques spectres en hauteur d'impulsion enregistrés par une cellule DEMON correspondant à la détection d'une part des raies γ associées à la source standard ^{22}Na ($E_\gamma^1 = 511\text{ keV}$ et $E_\gamma^2 = 1274\text{ keV}$), d'autre part des neutrons monoénergétiques de 21 MeV produits auprès du cyclotron de Louvain-la-Neuve et enfin des muons cosmiques d'énergie équivalente à $\sim 25\text{ MeV}$.

Ces spectres confirment une "relative" bonne résolution en énergie et surtout une grande consistance avec ce qui a été discuté précédemment sur les formes des spectres et la correspondance T_{e^-} , T_p (ou E_n).

La figure 17 présente un spectre biparamétrique illustrant la discrimination neutron-gamma par la technique de l'intégration de charges réalisée à l'aide d'un compteur DEMON sous un faisceau de neutrons monoénergétiques de 40 MeV . Afin d'évaluer quantitativement la qualité de la discrimination n- γ , on peut effectuer, sur ce spectre, des projections selon des droites perpendiculaires (1,2,3,4) à l'axe de l'intégrale de la charge totale de l'impulsion lumineuse. Les quatre spectres monodimensionnels résultants de ces projections sont montrés également sur la figure 17. On y distingue des structures constituées de 1, 2 ou 3 pics selon la projection. Ces pics sont plus ou moins larges et correspondent en réalité aux contributions des gamma, des neutrons (protons, deutons, tritons) et des ^3He et α issus des réactions $n + ^{12}\text{C}$. On peut définir pour ces spectres un coefficient appelé "facteur de mérite M" qui rend compte de la qualité de la discrimination n- γ ou d'une façon équivalente de la séparation entre ces pics. M est défini par :

$$M = \frac{\text{La séparation (canaux) entre les centroïdes des pics neutron et } \gamma}{\text{Somme (canaux) des largeurs à mi-hauteurs de ces pics}}$$

$$(0 \leq M \leq \infty)$$

Le facteur $M = 1$ peut être considéré comme étant la limite inférieure d'une bonne séparation n- γ . Dans les spectres montrés sur la figure 17 le facteur de mérite est déjà bien supérieur à 1 pour un seuil de détection $\leq 100\text{ keV eq-e}^-$ ou $E_n = 500\text{ keV}$. Les détecteurs DEMON et l'électronique associée permet en effet une excellente discrimination n- γ .

Figure 16 : Réponse d'une cellule DEMON aux gammas, n monoénergétiques et muons cosmiques.

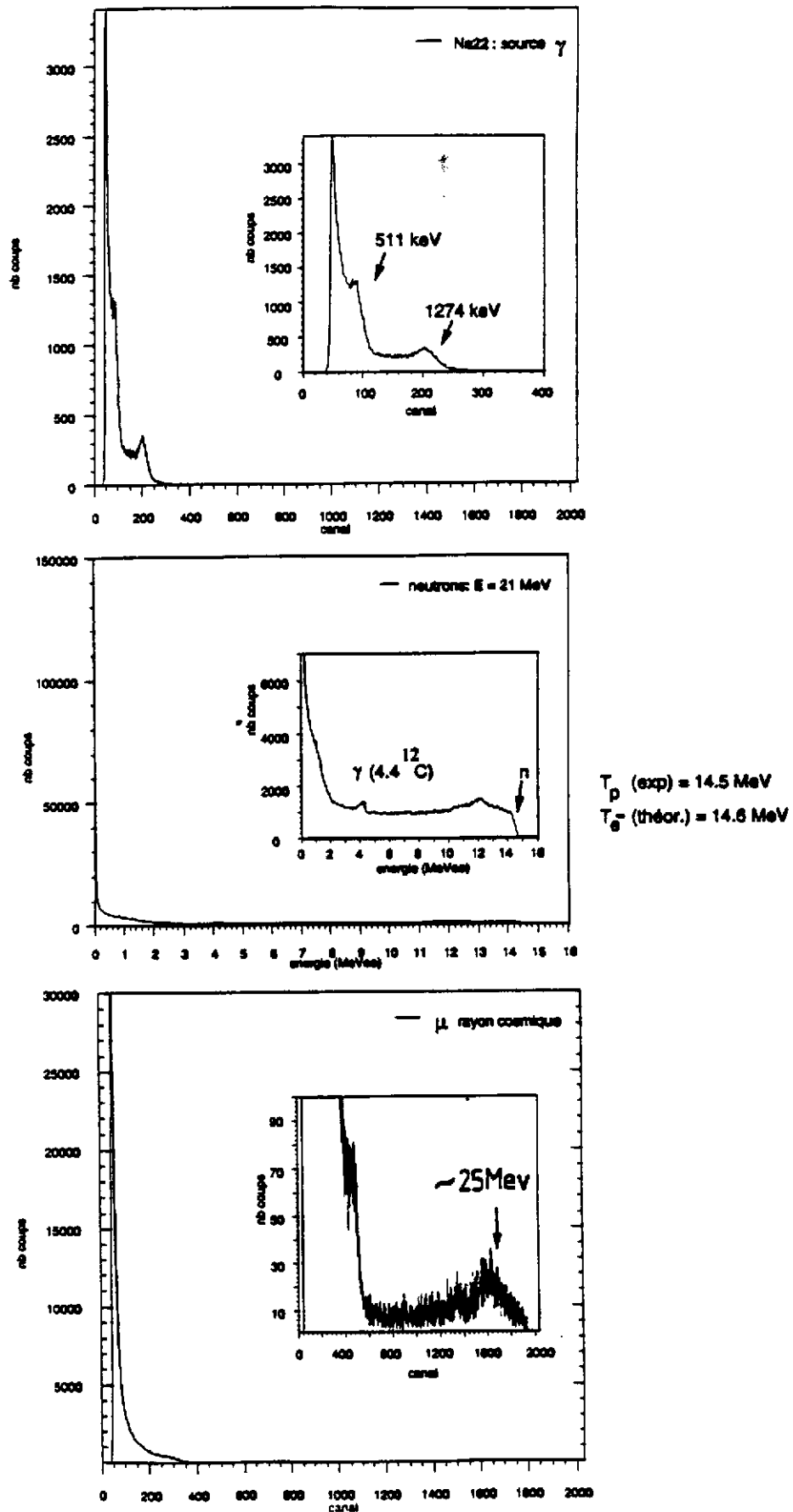
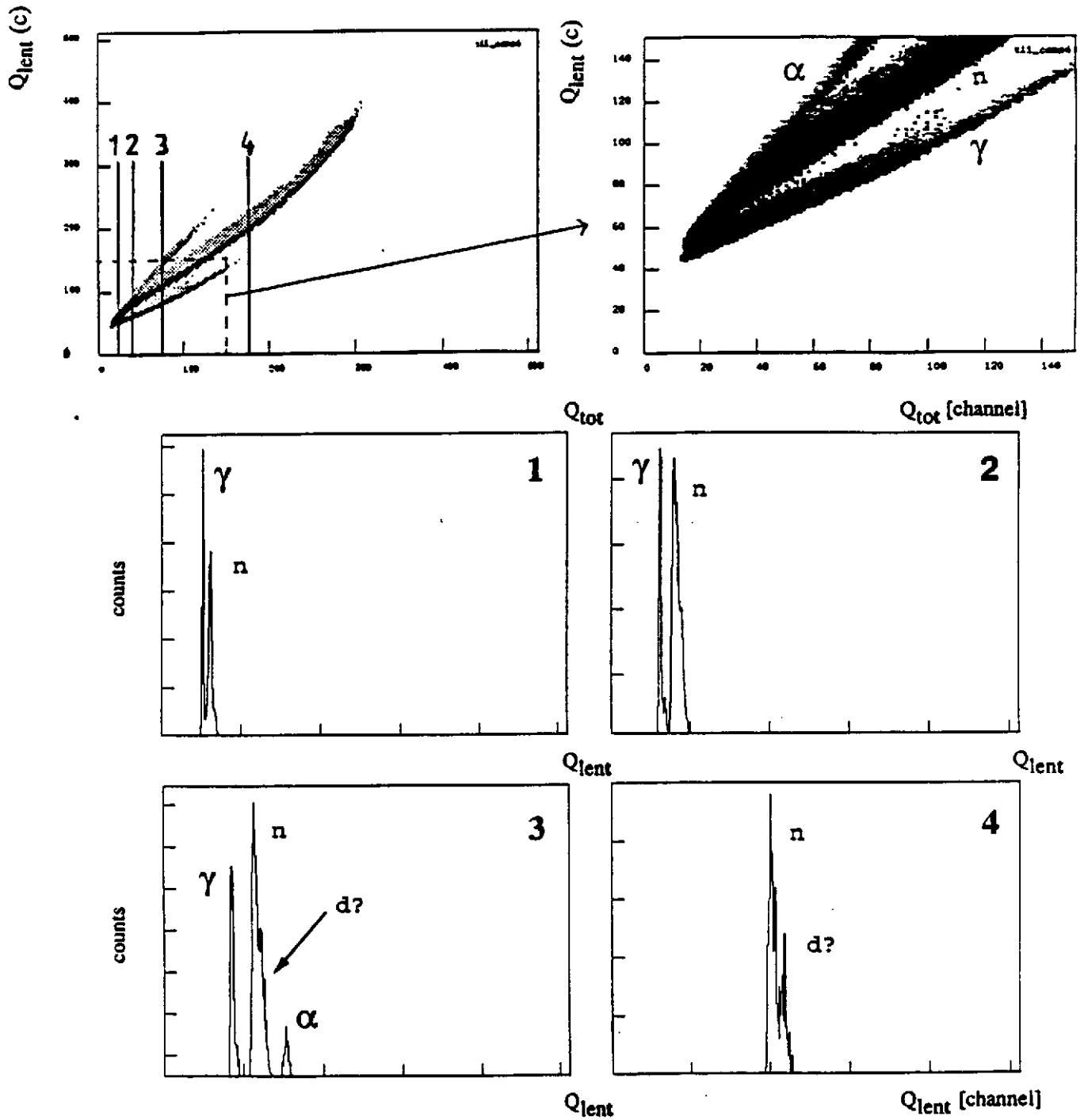


Figure 17: Spectres de discrimination neutron - gamma obtenus avec des neutrons incidents de 40 MeV



C. Technique de la particule chargée associée pour la détermination des efficacités intrinsèques des détecteurs modulaires à neutrons

L'efficacité intrinsèque de détection (inférieure à 100 %) est un paramètre important dans la caractérisation d'un détecteur à neutrons basé sur les scintillateurs organiques. Certaines formules analytiques utilisées dans la littérature ne sont que très approximatives pour des détecteurs de grand volume. Pour y remédier, on fait appel à des programmes de simulation plus sophistiqués et qui sont basés sur des calculs de type Monte Carlo. Les programmes existants portent dans la littérature les noms CECIL, STANTON, MADEY, etc.

Toutefois, l'expérience a montré que s'il existe un accord satisfaisant entre les prédictions de la simulation et l'expérience pour des neutrons de basses énergies ($E_n \leq 14$ MeV) et des détecteurs de petites dimensions (jusqu'à 3 à 4" x 4"), cet accord est loin d'être acceptable pour les autres cas. Il en résulte que tout utilisateur conscient de cette difficulté doit établir expérimentalement la courbe de dépendance de l'efficacité de son détecteur en fonction de E_n et vérifier ainsi les simulations théoriques correspondantes.

Pour établir expérimentalement cette dépendance on utilise souvent la méthode dite "de la particule chargée associée". Elle se base sur le choix d'une réaction nucléaire donnant d'une part un neutron et d'autre part un autre produit de réaction chargé et corrélé à ce neutron. La détection de cette particule chargée associée permet alors de s'assurer qu'un neutron a été produit et qu'il s'est présenté à un angle et une énergie donnés à l'entrée de son détecteur.

La diffusion (n,p) sur une cible hydrogénée (solide, liquide ou gazeuse) s'impose dans ce cas au vu de sa simplicité cinématique et de sa grande section efficace. En effet, dans une telle diffusion le proton et le neutron diffusent à un angle relatif de 90° l'un par rapport à l'autre. Ainsi, si l'on dispose les détecteurs de neutron et de proton à 45° de part et d'autre de l'axe du faisceau de neutrons incident, l'énergie E_n est répartie également entre le proton de recul et le neutron diffusé (chacun emportant $E_n/2$). On peut alors déterminer l'efficacité du détecteur de neutron en établissant simplement le rapport entre le nombre de coïncidences réelles proton-neutron $N^c(p-n)$ et le nombre total de protons simples détectés dans leur détecteur N_p^s ; soit

$E_{FF}(E_n/2) = \frac{N^c(p-n)}{N_p^s}$. Ce rapport est exact pour autant que l'angle solide Ω_p définit

par le détecteur proton soit plus petit ou égal à Ω_n celui définit par le détecteur neutron ($\Omega_p \leq \Omega_n$). Bien entendu il faut éliminer au maximum le bruit de fond et les événements gamma prompts. D'où l'intérêt de construire les spectres de t.v. des protons et des neutrons coïncidents, le spectre d'énergie des protons et surtout le spectre biparamétrique établissant la discrimination n- γ .

Le dispositif expérimental utilisé à Louvain-la-Neuve est schématisé à la figure 18. Les neutrons sont produits au moyen de la réaction ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$ derrière un grand massif de blindage. L'énergie E_n est, au Q de la réaction prêt (~ 1.6 MeV), l'énergie du proton du faisceau du cyclotron E_p . Approximativement 60 % du spectre des neutrons ainsi produits est monoénergétique. Le faisceau primaire est ensuite collimaté et amené sur une cible mince (~ 0.5 mm) de polypropylène. Le détecteur neutron et le système de détection des protons associés aux neutrons sont tous deux placés à un mètre de la cible et à 45° de part et d'autre de l'axe du faisceau de neutron incident. Le système de détection des protons est un télescope ΔE -E composé de deux scintillateurs plastique NE102, un mince de 0.5 mm servant de ΔE et un de 3 mm servant de E, couplés tous les deux à des P.M. rapides. En exigeant la coïncidence $\Delta E \times E$ on élimine les particules α , les neutrons diffusés et surtout une grande partie des

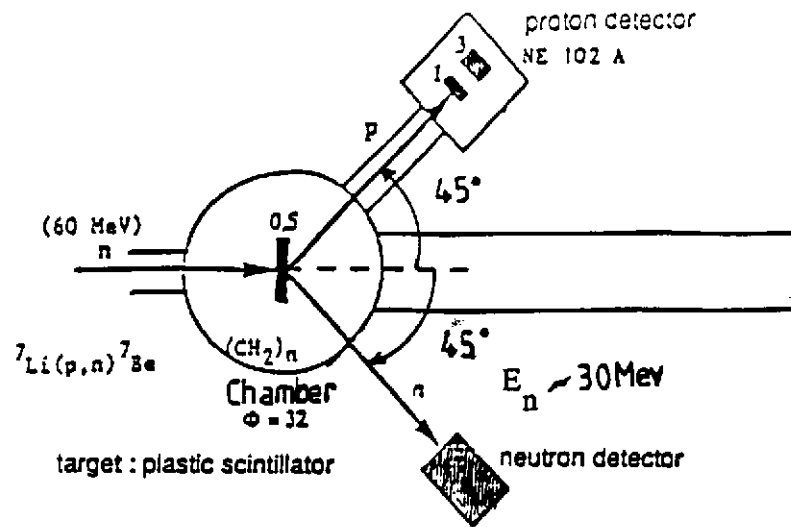


Figure 18: Dispositif expérimental pour la mesure de l'efficacité intrinsèque de détection

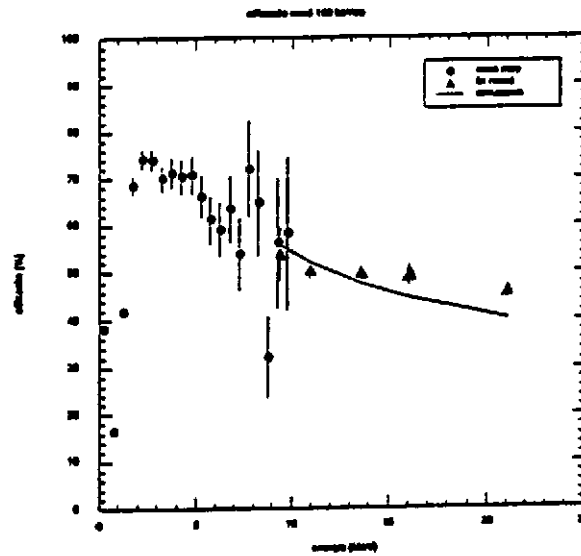


Figure 19: Efficacité en fonction de l'énergie du neutron incident

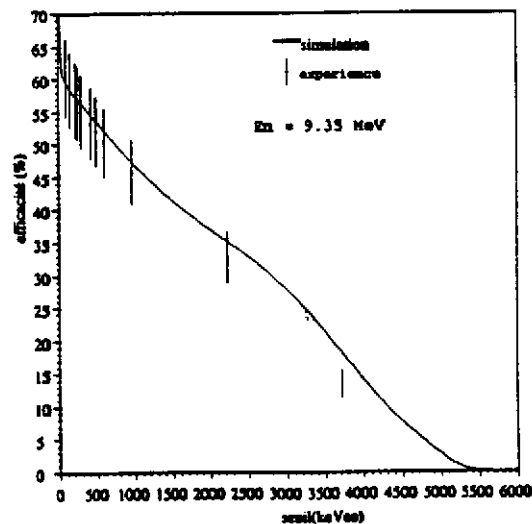


Figure 20: Efficacité de détection à $E_n = 9.4 \text{ MeV}$ en fonction du seuil de détection

raies gamma. Le bruit de fond est essentiellement constitué d'électrons correspondant à une branche séparée dans le biparamétrique $\Delta E \times E$. Les neutrons incidents au détecteur neutron sont d'énergie $E_n/2$. En effectuant les sélections adéquates sur les spectres disponibles on établit au mieux $N^c(p-n)$ et N_p^S afin de calculer l'efficacité intrinsèque (E_{FF}). Il est évident que certaines de ces informations sont redondantes mais elles ne peuvent qu'améliorer la qualité des résultats escomptés. La figure 19 montre les résultats de l'efficacité intrinsèque d'une cellule DEMON dans le domaine d'énergie $0.5 \leq E_n \leq 23$ MeV et pour un seuil de détection de 150 keV eq-e⁻. A basse énergie c'ad $0.5 \leq E_n \leq 7$ MeV, l'efficacité intrinsèque a été déterminée au LPC de Caen à l'aide de la source de fission ^{252}Cf où les spectres des neutrons ont été relevés en corrélation avec les fragments de fission issus de la source. Rappelons que la forme de ces spectres est bien connue dans la littérature ainsi que la multiplicité moyenne de

neutrons associés à chaque événement de fission ($\bar{\nu}_{\text{Cf}}^n = 3.78 \pm 0.04\%$ et $E_n = 2.17$ MeV). Sur la figure 19 la ligne continue correspond à la simulation effectuée à l'aide du programme Monte Carlo MADEY. Il apparaît clairement qu'au dessus de $E_n = 15$ MeV, la déviation exp-théorie devient de plus en plus marquante. Cet écart est d'ailleurs déjà visible sur la figure 20 qui représente l'efficacité d'un détecteur DEMON à l'énergie $E_n = 9.35$ MeV mais à différents seuils de détection électronique variant de 0.1 à 5 MeV eq-e⁻. La courbe continue, représentant la simulation, les écarts à hauts seuils dépassent manifestement 40 %.

D. Etude de la diaphonie neutronique entre deux compteurs DEMON

La problématique de la diaphonie apparaît lorsqu'on considère un ensemble de détecteurs de type scintillateur organique dont les espacements relatifs sont au plus du même ordre de grandeur que les dimensions propres d'un détecteur (diamètre ou profondeur).

Dans le but d'étudier expérimentalement cette diaphonie et surtout de confronter les résultats obtenus à des prédictions théoriques souvent fort complexes, nous avons entrepris à Louvain-la-Neuve des mesures dont le dispositif expérimental est schématisé à la figure 21 en utilisant des faisceaux de neutrons monoénergétiques. Ainsi, par exemple, pour déterminer le taux de diaphonie entre deux compteurs DEMON à une énergie de neutrons de 37 MeV, les deux cellules DEMON étaient disposées dans la même configuration géométrique relative que celle qu'elles ont sur la bâti mécanique de DEMON à Louvain-la-Neuve (voir fig. 15). Dans cette disposition seul le compteur 1 voit le faisceau de neutron incident de 37 MeV. La méthode consiste à détecter et identifier le nombre total de neutrons incidents sur le compteur 1 et relever les coïncidences réelles avec le détecteur 2 placé à un angle relatif de $\sim 20^\circ$ et ne pouvant pas être sensibilisé directement par le faisceau incident. La diaphonie est définie comme le rapport entre ce taux de coïncidence, après les diverses sélections d'usage (se référer au précédent paragraphe) et le nombre d'événements directs détectés par 1, les événements du type fortuits ou bruits de fond étant judicieusement éliminés. Le taux de diaphonie est alors défini pour différents seuils de détection du compteur 2, le seuil du détecteur 1 étant fixé à la valeur minimale au-dessus du bruit électronique. De plus on peut évaluer la diaphonie pour différents couples d'identification d'un même neutron dans les deux compteurs à savoir : (neutron,neutron) (neutron,gamma), (gamma,gamma) et (gamma,neutron), le rayonnement gamma correspondant à l'interaction $^{12}\text{C}(n,n')^{12}\text{C}^*$. Pour simplifier la discussion et illustrer le résultat le plus marquant, le tableau 8 reprend les taux de diaphonie type (n,n) pour différents seuils du détecteur 2 confrontés à la simulation Monte Carlo du programme MADEY. L'accord à bas seuil est relativement bon mais dévie à seuils élevés où les efficacités d'interaction sont dominées par les interactions $n + ^{12}\text{C}$ méconnues pour des neutrons de hautes énergies.

Figure 21 : Dispositif expérimental pour la mesure de la diaphonie

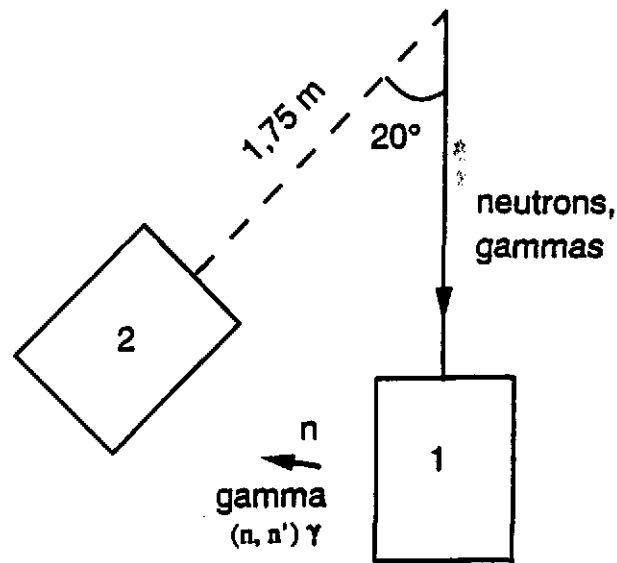


Tableau 8 : diaphonie neutron-neutron pour un faisceau de neutrons de 37 MeV.

type de diaphonie	seuil det2 (MeVee)	experience	simulation-faisc ponct	
			env0,8 r0,95	env0 r0,95
N1-N2	0,04	1.06e-3 ± 7,6e-6	9.9e-4 ± 5,5e-5	1.22e-3 ± 8,6e-5
	0,2	8,57e-4 ± 6,9e-6	6.8e-4 ± 4,5e-5	8.6e-4 ± 7,2e-5
	0,9	3,6e-4 ± 4,5e-6	3.03e-4 ± 3,0e-5	3.8e-4 ± 4,8e-5
	3	1.1e-4 ± 3,3e-6	9.3e-5 ± 1,7e-5	7.8e-5 ± 2,2e-5

V. Caractéristiques techniques et spécifiques du détecteur 4 π ORION

A. Présentation technique générale

Le détecteur ORION est un compteur 4 π à neutrons de type "boule scintillante". Historiquement ce type de détecteur avait déjà été proposé en 1954 par F. Reines de Los Alamos. Il a été appliqué en 1960 à la détection de l'anti-neutrino et puis à la détection des oscillations neutrino.

Ce type de détecteur a été également utilisé pour déterminer la multiplicité neutronique associée à la fission spontanée ou induite, pour l'étude des réactions (n,xn) et (γ ,n), et récemment pour l'étude des mécanismes de réactions induites par ions lourds, menées au H.M.I. de Berlin, au GANIL et à SATURNE.

ORION est un compteur à scintillateur organique liquide dopé au Gadolinium. Il permet de détecter, avec une grande efficacité "totale", les neutrons émis dans presque tout l'espace 4 π , événement par événement.

Le scintillateur utilisé est un composé ternaire constitué d'un solvant (le Pseudo-cumène) et de deux solutés (le scintillateur p-terphényl et le "translateur d'onde" le POPOP). Le "capteur" de neutron est le gadolinium représentant 3 % en poids. Le processus de détection d'un neutron rapide à l'aide d'un tel compteur est schématisé à la figure 22. Ainsi, c'est par une succession de chocs élastiques (n sur hydrogène et carbone) que les neutrons sont tout d'abord "thermalisés" (càd ramener à une énergie ~ 0.025 eV). Grâce à des expressions de cinématique simple, on peut démontrer que cette première phase nécessite en moyenne ~ 2 μ sec et une distance de parcours de l'ordre de 50 cm (par exemple pour une énergie $E_{\text{initial}} \sim 10$ MeV). Ensuite, les neutrons thermiques diffusent pendant un temps relativement long (~ 10 μ sec) et sur une distance moyenne de 2 cm avant d'être capturés soit par un noyau d'hydrogène (~ 5 %) soit, par un noyau Gd (95 %) avec des sections efficaces de plusieurs dizaines de milliers de barns (voir tableau 1). Les rayonnements gamma (en moyenne 3) issus de la capture par le Gd ont une énergie totale voisine de 8 MeV (énergie de liaison du neutron) et perdent leur énergie dans le scintillateur essentiellement par effet Compton. La lumière induite est détectée par un ensemble de P.M. de grande surface entourant l'enceinte du détecteur (une vingtaine en moyenne).

ORION est un compteur de 2 mètres de long. Il est segmenté et à symétrie axiale par rapport à un axe horizontal. La cible se trouve le long de cet axe qui coïncide avec la direction du faisceau incident. ORION présente un diamètre maximum de 1.6 m et un volume total de scintillateur de 3 m³. Il est constitué de 4 secteurs dont deux de forme cylindrique placés à l'arrière et deux en forme de tronc de cône placés à l'avant du faisceau incident. Au centre se trouve une chambre à réaction (de $\phi = 40$ cm et une longueur de 50 cm).

La distribution temporelle de la fonction de réponse d'un tel détecteur comprend plusieurs points intéressants. Elle est représentée à la figure 23. Cette distribution présente deux composantes distinguées : a) un signal lumineux prompt et b) une distribution large de type maxwellienne s'étendant sur une période de 40 μ s avec une valeur moyenne $\bar{\tau} \sim 11.5$ μ s. Le maximum et le temps de décroissance de cette distribution varient en fonction de la concentration en Gd du scintillateur liquide. Le signal "prompt" est généré essentiellement durant le processus de "thermalisation" du neutron dont l'énergie cinétique est totalement transférée en quelques 10 nanosecondes au milieu ralentisseur par le biais des noyaux de recul (proton et carbone). Toutefois ce signal comprend également la contribution du rayonnement gamma prompt émis lors de l'interaction nucléaire produisant les neutrons. Actuellement, certaines tentatives d'interprétation essayent de corrélérer la multiplicité totale et l'énergie cinétique totale des neutrons, détectés dans le compteur, à l'amplitude du signal prompt. Le temps de

Neutron Detection Process

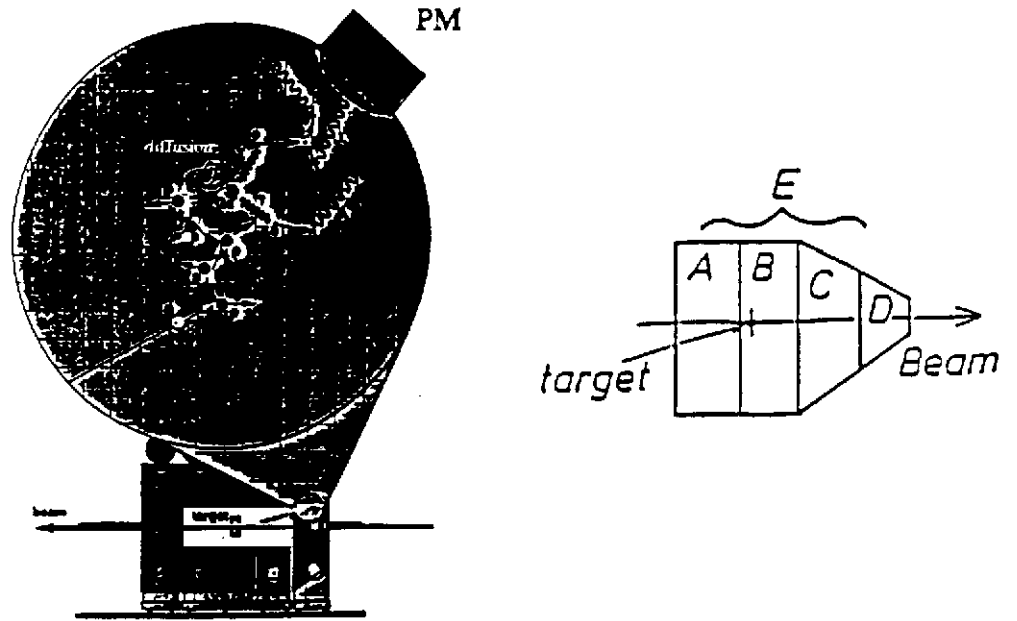


Figure 22: Description du détecteur ORION

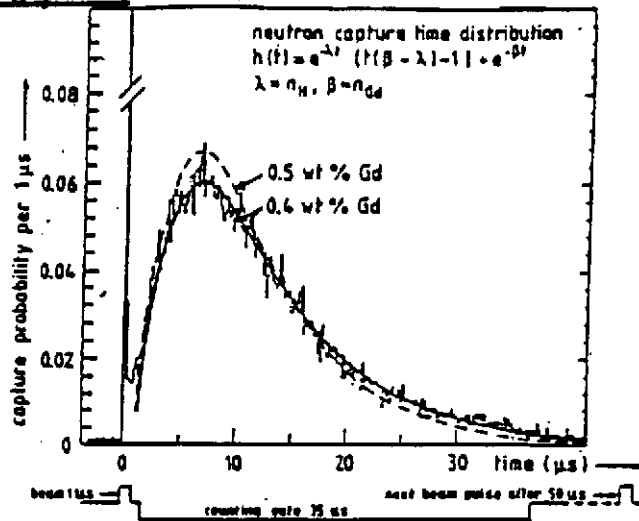


Figure 23: Distribution temporelle de la capture neutronique

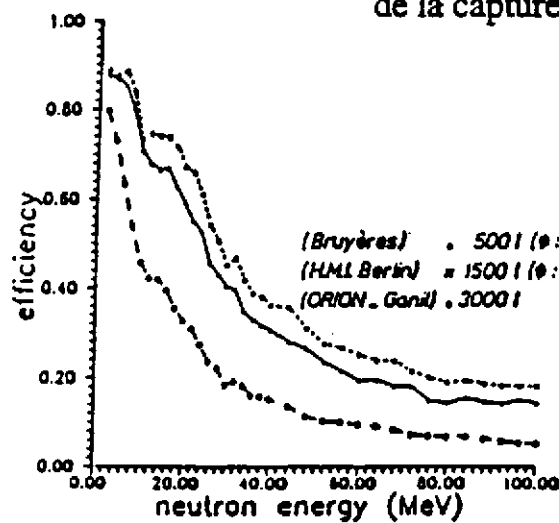


Figure 24: Efficacité de détection en fonction de l'énergie incidente des neutrons

diffusion des neutrons thermalisés jusqu'à leur capture par le Gd étant tellement lent (10^{-6} à 10^{-5} s.) et aléatoire, il devient possible de disperser, de distinguer et de compter les captures neutroniques en séquence et événement par événement sur un temps d'une quarantaine de μ s. On peut donc établir directement la multiplicité réelle des neutrons émis par événement nucléaire. La segmentation d'ORION permet également une certaine localisation spatiale de l'émission neutronique en négligeant, certes, la diaphonie entre secteurs.

Comme le montre la figure 24, ORION permet de détecter les neutrons d'énergie cinétique inférieure à 20 MeV avec une efficacité supérieure à 75 %.

B. Remarques générales sur l'évolution de l'efficacité de détection dans une "boule à neutrons"

Comme le montre la figure 24, globalement l'efficacité de détection des neutrons augmente avec les dimensions et surtout le volume réel du détecteur (~ facteur 2 entre ORION et une "boule" de 500 l Ø = 100 cm). Cependant dans tous les cas cette efficacité chute sensiblement avec l'énergie des neutrons (≤ 40 % à $E_n = 40$ MeV). Il apparaît même clairement une sorte de saturation. La perte d'efficacité provient essentiellement du fait qu'avec l'accroissement d'énergie le libre parcours moyen des neutrons augmente et qu'il est de plus en plus difficile de les arrêter dans le détecteur. Toutefois, même pour un détecteur de dimensions infinies, cette efficacité chute rapidement avec l'accroissement de l'énergie des neutrons. En effet, il existe dans l'interaction avec un milieu organique scintillant une compétition entre les voies élastiques (telles $n + p$ et $n + {}^{12}\text{C}$) menant à la thermalisation du neutron et les voies de réactions donnant des particules chargées (telles ${}^{12}\text{C}(n,p){}^{11}\text{B}$, ${}^{12}\text{C}(n,d){}^{10}\text{B}$ et ${}^{12}\text{C}(n,\alpha){}^9\text{Be}$) qui deviennent dominantes à haute énergie. Ces voies ôtent des neutrons de la distribution du signal retardé (résultant de leur capture radiative sur le Gd) et transfèrent leur contribution à la composante prompte.

L'efficacité de détection d'un tel détecteur, au-delà des énergies caractéristiques des neutrons de source radioactive telle que le ${}^{252}\text{Cf}$ ($\bar{E}_n \sim 2.17$ MeV), ne peut qu'être calculée. Pour ce faire on utilise une simulation de type Monte Carlo développée par Poitou et Signarbieux de Saclay. Il apparaît impératif, que dans l'avenir, il faut tester ces simulations à l'aide de faisceaux de neutrons énergétiques et monoénergétiques. Les résultats obtenus peuvent alors soit confirmer ou infirmer les simulations Monte Carlo sur l'efficacité.

Il a été suffisamment démontré dans la littérature que le rôle joué par un détecteur tel qu'ORION a été et restera très important dans l'étude des mécanismes de réaction et surtout la caractérisation des noyaux chauds.

VI. Confrontation des qualités et des défauts de compteurs type DEMON et ORION

A. Le multidétecteur DEMON présente les qualités suivantes :

- C'est un détecteur modulaire à applications multiples et surtout permettant des configurations expérimentales très variées.
- Chaque cellule permet la détermination de l'énergie des neutrons avec une bonne résolution (~ 4 à 5 %).
- Sa grande granularité permet la détermination exacte de la distribution angulaire neutronique.
- Il permet une excellente discrimination neutron-gamma.

DEMON présente les défauts suivants :

- Bien que l'efficacité intrinsèque de détection de chaque cellule peut égaler 70 % à basse énergie et 30 % à 50 MeV, DEMON dans son ensemble présente une très faible efficacité totale ($\sim 5\%$ de 4π) ne permettant que la détermination d'une multiplicité moyenne.
- Le coût financier de tel détecteur est généralement élevé surtout dans ses composants électroniques et informatiques.
- La diaphonie peut devenir un handicap sérieux.

B. Le détecteur ORION présente les qualités suivantes :

- Une efficacité totale élevée et un mode de fonctionnement permettant la détermination, événement par événement, de la multiplicité neutronique associée à n'importe quel processus nucléaire (fission, réaction nucléaire, ...).
- C'est un outil, d'un coût modeste, pour un compteur 4π .
- Il nécessite une électronique et un système d'acquisition de données relativement simples et ne requiert pas un fastidieux travail d'analyse "hors ligne".

Toutefois, pour ORION, on peut dénombrer les quelques défauts suivants :

- Il ne livre pas des informations réelles sur les spectres d'énergie des neutrons et sur leurs distributions angulaire et spatiale.
- Il est encombrant et requiert une sécurité contraignante (liquide inflammable).
- Il nécessite des faisceaux de projectiles macro-pulsés (1 à 2 μs on - 40 à 50 μs off) ce qui induit un grand temps mort et un faible taux de comptage.
- Il dispose généralement d'un faible volume interne servant de chambre à réaction.
- L'interprétation des données fournies nécessite le passage par des simulations théoriques (non confirmées expérimentalement) dans lesquelles la réponse du détecteur est intégrée.

VII. Conclusions générales du cours

Pour effectuer la détection du neutron, il est important de se rappeler les points suivants :

- A. La détection des neutrons est une problématique très complexe débordant vite sur les autres techniques de détection comme celle des particules chargées et du rayonnement gamma.
- B. Il faut adapter le type de détecteurs au domaine d'énergie des neutrons à observer.
- C. Il faut surtout un sens du compromis pour faire des choix en fonction des caractéristiques des neutrons qu'on souhaite établir. Ainsi, si on veut étudier :
 - a) le flux ou la multiplicité neutronique, il faut maximaliser l'efficacité de détection
 - b) l'énergie des neutrons, il faut choisir le détecteur avec une fonction de réponse rapide et veiller à minimiser ΔE et Δt des coïncidences électroniques
 - c) la distribution angulaire, il faut assurer une grande granularité et un minimum de diaphonie.
- D. Il faut étudier l'environnement des détecteurs en évitant toutes sources de diffusion élastique ou inélastique du neutron ayant pour effet soit de dévier le neutron de sa direction d'émission initiale soit de dégrader son énergie. A défaut de pouvoir éviter tout rayonnement gamma, bruit de fond, il faut établir une bonne discrimination neutron-gamma.
- E. A ce jour, beaucoup de travaux expérimentaux sont nécessaires dans le domaine des interactions fondamentales des neutrons avec la matière (en particulier $n + {}^{12}\text{C} \rightarrow$ particules chargées et ${}^{12}\text{C}(n, n', \gamma)$ surtout à haute énergie). Il faut améliorer les programmes de type Monte Carlo utilisés fréquemment pour simuler

l'évolution de l'interaction du neutron dans un détecteur donné (transmission de la lumière à travers les cellules de détection, les effets de bord, l'interaction gamma-scintillateur,).

Remerciements

Les auteurs désirent remercier tous les membres de la collaboration franco-belge DEMON qui ont participé à Louvain-la-Neuve aux différentes expériences citées dans ce cours. Ils expriment aussi leurs remerciements à la collaboration ORION d'avoir mis à leur disposition certains résultats et figures illustrant les propriétés de ce détecteur.

Bibliographie

- A. "Detectors in Nuclear Science"
 Editor D. Allan Bromley - Special issue of NIM vol. 162.
 Comprend des articles de J.A. Harvey et al. - F.D. Brooks - F.W. Firk & G. Grosshoeg.
- B. "Neutron Detectors and Spectrometry" - Ch. 14 et 15
 By G.F. Knoll - Radiation Detection and Measurement
 Edited by John Wiley & Sons.

Quelques références de base

- A. "The theory and practice of scintillation counting"
 J.B. Birks - Pergamon Press London 1964.
- B. "Fast neutron physics"
 edited by J.B. Marion and J.L. Fowler - Interscience, New York 1963
 "Neutron standards and applications"
 Proceedings of the Symposium, NBS-SP-493 (1977).

Publications récentes

- A. "Study of n- γ discrimination by digital charge comparison method for a large volume liquid scintillator" - DEMON COLLABORATION
 NIM A317 (1992) 262.
- B. "Identification of different reaction channels of high energy neutrons in liquid scintillators by the pulse shape discrimination method"
 NIM A343 (1994) 563.
- C. "Detection Efficiency of the Neutron Modular Detector DEMON and related characteristics"
 NIM - to be published.
 et I. Tilquin, thèse de doctorat de l'UCL (à publier).
- D. "Hot Nuclei Studied with High Efficiency Neutron Detection"
 ORION COLLABORATION - J. Galin
 Nuclear and Atomic Physics with the Accelerators of the Nineties (1991 IOP Publishing).

Spectromètres magnétiques et électriques comme détecteurs de haute résolution et comme filtres sélectifs.

W. Mittig

GANIL, BP 5027, 14021 Caen Cedex

I. Introduction

Dans une réaction nucléaire, des particules sont produites. Ces particules sont caractérisées par

M - la masse

Z - le numéro atomique

Q - l'état de charge

v - la vitesse

Dans une expérience de physique nucléaire, il faut donc déterminer ces quatre grandeurs, avec une précision aussi bonne que nécessaire et possible. Une première tâche de l'équipement expérimental est donc de permettre cette mesure avec la meilleure efficacité possible.

Une autre problématique courante dans une expérience est la recherche d'un événement ou d'une particule rare représentant une partie souvent infime de la section efficace totale de réaction. Ceci implique une grande efficacité de détection pour ce type d'événement, et en même temps une très bonne séparation de tous les autres événements plus probables de beaucoup d'ordres de grandeur. Deux solutions expérimentales existent pour ce problème : une détection de bonne qualité et très segmentée pour avoir un taux de comptage par voie de détection suffisamment faible, ou de disposer d'un filtre avec un pouvoir de sélection très élevé entre la cible et les détecteurs. C'est ici la deuxième solution qui va être discutée en plus de détail : les spectromètres magnétiques et électriques jouent un rôle de premier choix dans ce contexte, associant souvent le rôle de filtre et de détecteur de très haute résolution. En effet, la déflexion des particules dans les champs dépend de leur caractéristiques et permet donc obtenir une séparation spatiale en fonction de ces propriétés.

Avant de rentrer dans le vif du sujet, il est peut être utile de rappeler quelques ordres de grandeur de précision possible dans la détermination des différentes grandeurs

citées. Ceci est un peu plus compliqué que souhaitable, parce que en pratique ces grandeurs ne sont pas directement mesurées. Des relations auxiliaires sont nécessaires. Citons les principales, en approximation non-relativiste:

$$E = \frac{M}{2} v^2$$

$$\Delta E \propto MZ^2/E \quad (\text{approximatif})$$

$$B\rho = \frac{p}{Qe} = \frac{Mv}{Q.e}$$

$$t_{vol} = \frac{d}{v} \quad (\text{avec } d = \text{distance entre les 2 mesures})$$

De ces quatre relations, les quatre inconnus peuvent être déterminées. Dans le cas de noyaux complètement strippés, $Q = Z$, le nombre d'inconnus est réduit à trois. Une remarque importante s'impose ici : la seule variable continue est la vitesse v , toutes les autres grandeurs, M , Z , Q sont quantifiées. Si la résolution est suffisante pour bien déterminer M , Z , Q , il suffit d'une seule mesure de très bonne qualité pour déterminer la vitesse. Après ces remarques, un tableau donne des ordres de grandeur de résolution qui peuvent être obtenues avec les détecteurs actuels.

Variable	Détecteur	Résolution typique	Domaine
E	semiconducteur	qq. 10^{-3}	parcours < 1 cm
	scintillateur	qq. 10^{-2}	$E \geq$ qq MeV/nucléon
	gaz	qq. 10^{-2}	parcours < 1 m.atm
ΔE	semiconducteur		
	scintillateur	qq. 10^{-2}	$E \geq$ qq MeV/nucléon
	gaz		
$B\rho$	spectromètres	$10^{-3} - \text{qq.} 10^{-5}$	$E \geq$ qq keV/nucléon
t_{vol}	gallettes		$E \geq$ qq keV/nucléon
	scintillateurs	(0.1-0.5) ns	$E \geq$ qq MeV/nucléon
	gaz	$\Delta t/t$ dépendant de d	
	semiconducteurs	typique : $10^{-2} - \text{qq.} 10^{-4}$	

Comme on peut voir de ce tableau, les spectromètres ont une résolution de un à trois ordres de grandeur meilleur que les autres détecteurs. Ils ont donc, pour résumer,

deux propriétés principales uniques : la fonction de filtre et de détecteur de très haute résolution.

La discussion des propriétés et de l'utilisation de spectromètres est connecté à un problème plus général, le transport de particules chargées. Dans une expérience classique, le physicien, dans la plupart des cas, se souciait peu des problèmes de transport de faisceau, cette tâche étant assumée, souvent dès la conception de l'accélérateur, par les responsables de l'accélérateur. Actuellement, beaucoup d'expériences se font avec des faisceaux secondaires, qui ont des qualités optiques très inférieures à celles d'un faisceau primaire. Leur utilisation optimale dépend donc nettement plus du but d'une expérience spécifique. Ceci implique, que la division des tâches est moins nette dans ce cas, et un physicien devrait au moins connaître les possibilités (et impossibilités) dans l'optimisation des caractéristiques du faisceau.

C'est dans ce contexte que nous essaierons de donner quelques notions de base de spectromètres et de leur utilisation pour des expériences de physique.

II. Notations de base de transport de particules chargées

a) la trajectoire

Comme dans beaucoup de problèmes, il est utile de commencer par définir une référence, et ensuite toutes les caractéristiques seront discutées par rapport à cette référence à un endroit donné de la trajectoire. Une particule peut être caractérisée par 6 coordonnées :

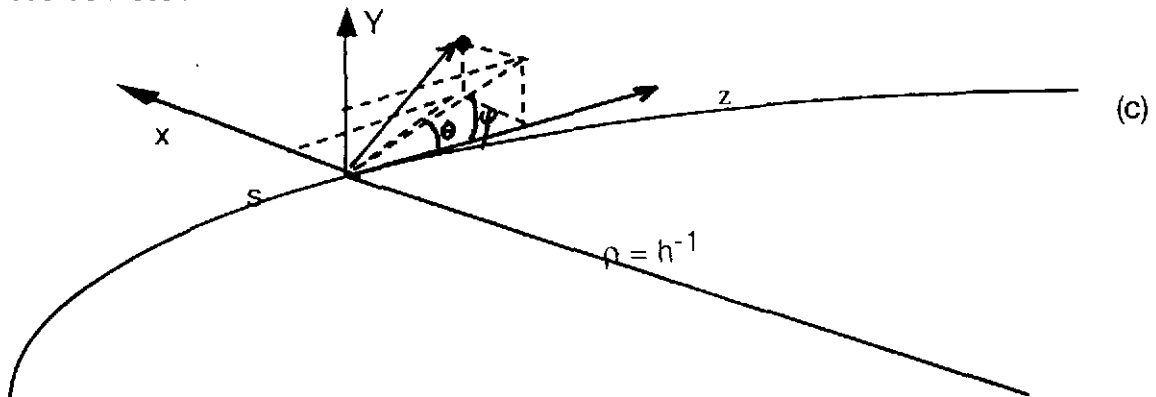


Fig 1) coordonnées d'une particule

x	distance dans le plan horizontal de l'axe z
θ	angle dans le plan x, z
y	distance dans le plan vertical de l'axe z
ϕ	angle dans le plan y, z
l	différence de longueur de la trajectoire considérée et celle de la trajectoire centrale
δ	différence de moment de la particule par rapport à la part. de référence $\delta = (p - p_0)/p_0$.

Ces coordonnées sont prises par rapport à une trajectoire de référence (c), qui peut être en principe quelconque. Mais, bien-sûr, il est judicieux de prendre comme référence ce qui est appelé une trajectoire centrale, celle qui passe par le centre des éléments d'optique avec un rayon de courbure ρ de la particule de référence dans le champ central.

b) le formalisme de transport de particules au premier ordre

Du point de vue formel, nous pouvons considérer qu'une coordonnée finale va être une fonction des coordonnées initiales. Par exemple pour x_f nous pouvons écrire

$$x_f = f_x(x_i, \theta_i, y_i, \varphi_i, l_i, \delta_i)$$

où nous utilisons les index i et f pour initial et final, respectivement. La fonction f_x est déterminé par les caractéristiques des équations de mouvements dans la zone traversée entre z_i et z_f . Puisqu'il s'agit de petites déviations par rapport à une trajectoire centrale, nous pouvons faire une expansion dans une série de Taylor, par exemple pour x, θ au 1er ordre

$$x_f = \left. \frac{\partial f_x}{\partial x} \right|_{z_f} x_i + \frac{\partial f_x}{\partial \theta} \theta_i + \frac{\partial f_x}{\partial y} y_i + \frac{\partial f_x}{\partial \varphi} \varphi_i + \frac{\partial f_x}{\partial l} l_i + \frac{\partial f_x}{\partial \delta} \delta$$

$$\theta_f = \frac{\partial f_\theta}{\partial x} x_i + \frac{\partial f_\theta}{\partial \theta} \theta_i + \dots$$

Ceci peut être écrit en formalisme matriciel

$$\begin{pmatrix} x_f \\ \theta_f \\ y_f \\ \varphi_f \\ l_f \\ \delta_f \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} R_{11} & R_{12} & R_{13} & R_{14} & R_{15} & R_{16} \\ R_{21} & R_{22} & & & & \\ & & & & & \\ & & & & & \\ & & & & & \\ R_{61} & & & & & R_{66} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_i \\ \theta_i \\ y_i \\ \varphi_i \\ l_i \\ \delta_i \end{pmatrix}$$

$$\text{où } R_{11} = \frac{\partial f_x}{\partial x} \dots$$

On utilise souvent des notations peut-être pas très rigoureuses, mais très parlantes

$$R_{11} = \frac{\partial f_x}{\partial x} = \left(\frac{x}{x}\right) \quad \text{prononcé : x sur x}$$

$$R_{12} = \frac{\partial f_x}{\partial \theta} = \left(\frac{x}{\theta}\right) \quad \text{prononcé : x sur } \theta \quad \text{etc...}$$

Avant d'aller plus loin, nous allons calculer la matrice R pour un espace libre de longueur L, c'est-à-dire un espace sans champs (voir figure 2).

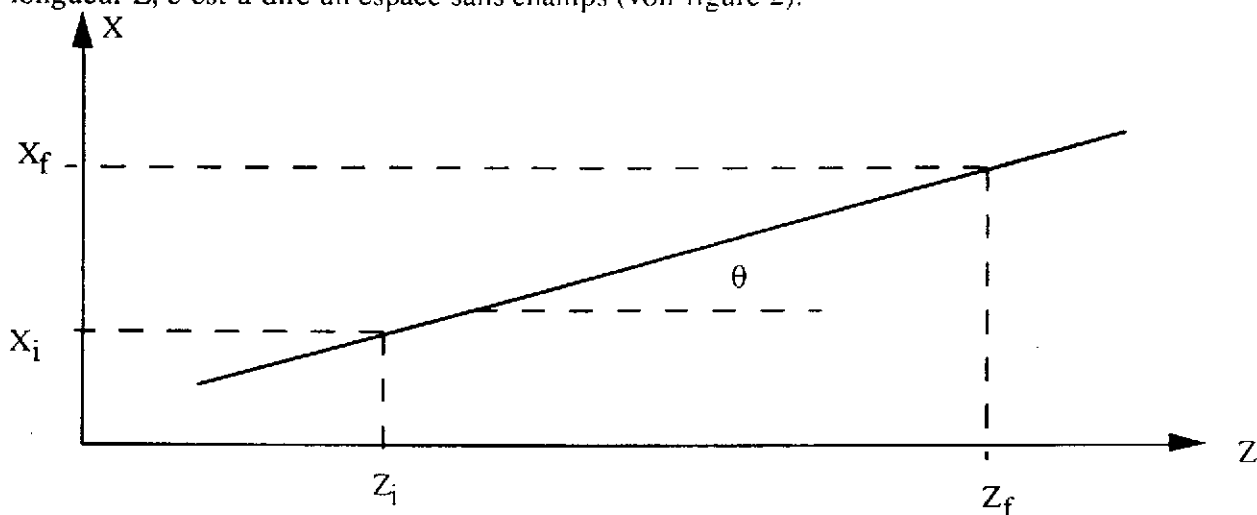


figure 2: trajectoire dans une région sans champs dans le plan x-z

Dans ce cas, les trajectoires sont des droites et nous avons

$$x_f = x_i + L \tan \theta_i \quad \text{avec } L = z_f - z_i$$

$$\theta_f = \theta_i = \theta$$

$$y_f = y_i + L \tan \phi_i$$

$$\phi_f = \phi_i = \phi$$

$$l_f = l_i + L \sqrt{1/\cos^2 \theta + 1/\cos^2 \phi - 1} - L$$

$$\delta_f = \delta_i$$

donc, au 1er ordre

$$R = \begin{pmatrix} 1 & L & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 & L & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Quel est l'intérêt de cette écriture, qui semble un peu compliquée pour quelque chose somme toute, assez triviale? Ceci réside essentiellement dans le fait qu'elle permet d'enchaîner facilement des sections d'un système optique même très complexe.

Considérons un vecteur \vec{x}_0 , et deux sections, 1 et 2 décrites par R_1 , et R_2 respectivement. Dans ce cas nous avons

$$\vec{x}_1 = R_1 \vec{x}_0$$

$$\vec{x}_2 = R_2 \vec{x}_1 = R_2(R_1 \vec{x}_0) = R_1 R_2 \vec{x}_0$$

L'enchaînement des sections est donc décrit par un produit des matrices qui décrivent ces sections.

c) Quelques propriétés de la matrice R pour des systèmes optiques simples

Pour éviter des complications inutiles, nous allons nous restreindre pour le moment à un sous-espace correspondant au mouvement dans le plan horizontal, caractérisé par x , θ . Considérons une lentille mince focalisante:

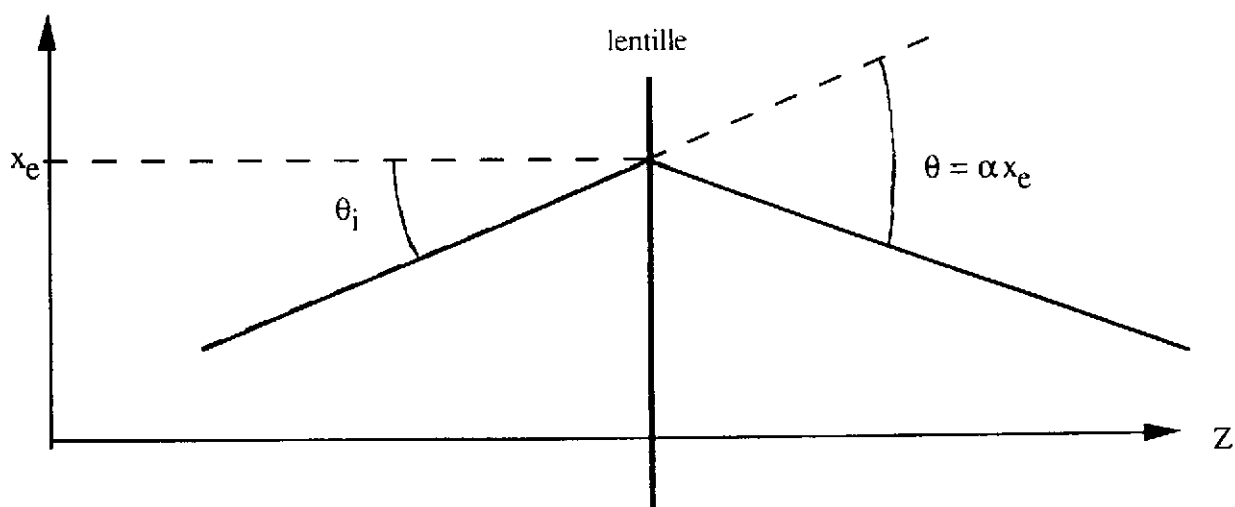


figure 3: trajectoire dans une lentille mince dans le plan x-z

En sortant de la lentille nous avons

$$x_s = x_e$$

$$\theta_s = \theta_e - \alpha x_e \quad \text{donc}$$

$$R_{\text{lentille}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\alpha & 1 \end{pmatrix}$$

Si on met devant et derrière la lentille des espaces libres de longueur L_1 et L_2 respectivement, la matrice totale du système est obtenue par le produit des matrices et la matrice totale de ce système est

$$R = R_2 R_{\text{lentille}} R_1 = \begin{pmatrix} 1 & L_2 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -\alpha & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & L_1 \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (1-\alpha L_2) & (1-\alpha L_2)L_1 + L_2 \\ \alpha & (1-\alpha L_1) \end{pmatrix}$$

et nous pouvons écrire

$$\vec{x}_f = R \vec{x}_o$$

Pour définir les propriétés optiques de ce système nous allons maintenant imposer des conditions sur R qui définit la relation entre le vecteur **objet** \vec{x}_o et le vecteur **image** \vec{x}_f .

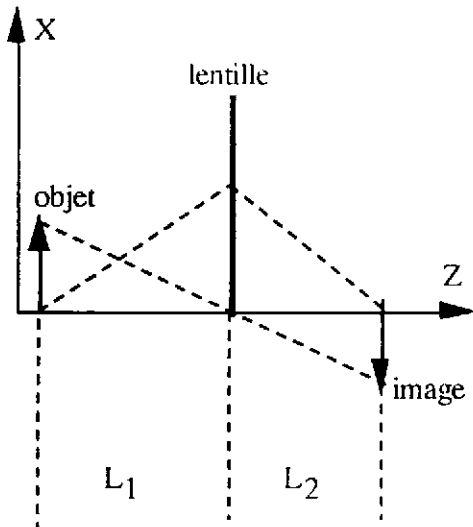


figure a: focalisation point-point

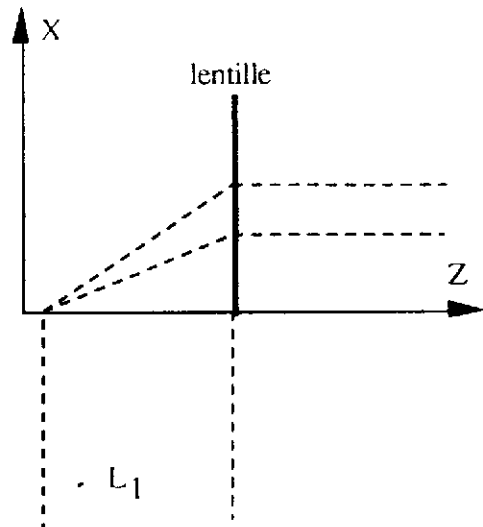


fig b: focalisation point parallèle

Mettons $R_{12} = (x/\theta) = 0$; ceci signifie que nous avons une **focale** à cet endroit: x ne dépend pas de θ (voir fig. 4a). Par conséquent $x_f = (x/x) \cdot x_i$ et nous voyons que (x/x) est le **grandissement**. Exemple (fig 4a): si nous cherchons un grandissement -1 (attention au signe!), nous avons

$$R_{11} = \left(\frac{x}{x}\right) = -1 = 1 - \alpha L_2$$

$$L_2 = \frac{2}{\alpha}$$

$$R_{12} = \left(\frac{x}{\theta}\right) = 0 = L_1(1 - \alpha L_2) + L_2 = -L_1 + L_2 \Rightarrow L_1 = L_2$$

Un résultat bien connu, bien sûr, avec $f=1/\alpha$ la longueur focale de la lentille. La signification de α peut être encore plus clairement illustrée avec une autre condition correspondant à une focalisation point-parallèle (fig 4b), $R_{22}=(\theta/\theta_0)=0=1-\alpha L_1$, c'est à dire que $1/\alpha=f=L_1$.

Notons que chacune des matrices a un $\det(R) = 1$, et nous avons donc

$$\det(R_1.R_2.R_3) = \det(R_1).\det(R_2).\det(R_3) = 1$$

d) relations entre la matrice R et les équations de mouvement

Les équations de mouvement de particules dans un champ magnétique sont dérivées dans l'annexe. En se limitant au 1er ordre et avec un champ possédant une antisymétrie par rapport au plan x-z (voir annexe) nous avons

$$\begin{aligned}x'' + k_x^2 x &= h\delta \\ y'' + k_y^2 y &= 0\end{aligned}$$

Cette expression est à comparer à celle obtenue par la matrice R, et en prenant pour simplifier des champs antisymétriques (voir annexe) dans lesquels il n'y a pas de couplage entre les plans x, θ et y, φ :

$$\begin{aligned}x &= R_{11}x_0 + R_{12}\theta_0 + R_{16}\delta_0 \\ \theta &= \dots \\ \text{etc.}\end{aligned}$$

avec $\theta = x'$.

Par 2 dérivations successives nous obtenons:

$$\begin{aligned}x'' &= R_{11}''x_0 + R_{12}''\theta_0 + R_{16}''\delta_0 \\ &= h\delta - k_x^2 x \\ &= -k_x^2 R_{11}''x_0 - k_x^2 R_{12}''\theta_0 + (h - k_x^2)R_{16}''\delta_0\end{aligned}$$

où nous avons utilisé $\delta = \delta_0$, puisque nous supposons qu'il n'y a pas de gain d'énergie dans l'intervalle considéré. Les grandeurs avec index 0 correspondent aux conditions initiales, et donc ne varient pas. Nous voyons que les éléments de la matrice R obéissent aux équations différentielles:

$$\begin{aligned}R_{11}'' &= -k_x^2 R_{11} \\ R_{12}'' &= -k_x^2 R_{12} \\ R_{16}'' &= -k_x^2 R_{16} + h\end{aligned}$$

La solution de ces équations différentielles sont les fonctions trigonométriques sin, cos, sinh et cosh. Des équations similaires peuvent être facilement obtenues pour les autres éléments de la matrice R.

e) Les lentilles magnétiques

Comme exemple plus proche des applications qui nous intéressent, nous allons maintenant obtenir les formules pour un quadrupole magnétique. Rappelons quelques équations de base des champs magnétiques dans le vide (voir annexe):

$$\text{rot} \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = 0$$

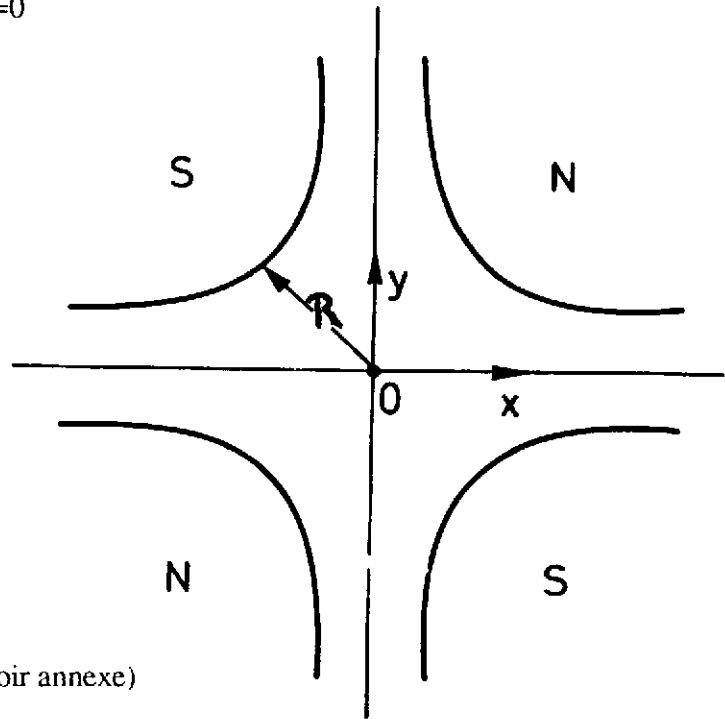
$$\vec{B} = \text{grad} \varphi$$

$$\text{rot grad} = 0$$

$$\text{div} \vec{B} = 0$$

$$\Delta \varphi = 0$$

fig. 5



Le champ est décrit par (voir annexe)

$$B_x = \frac{B_Q}{R} \cdot y$$

$$B_y = \frac{B_Q}{R} \cdot x$$

$$B_z = 0$$

QUADRUPOLE

Avec les équations du mouvement

$$\frac{d\vec{p}}{dt} = q e \vec{v} \times \vec{B}$$

et avec $|v_{x,y}| \ll |v_d| = v$ on obtient

$$x'' + \frac{q e B_Q}{m v R} x = 0$$

$$y'' - \frac{q e B_Q}{m v R} y = 0$$

Pour $q e B_Q > 0$, la solution pour x sont les fonctions trigonométriques, et pour y les fonctions hyperboliques. Avec les conditions initiales $x(0) = x_0$, $x'(0) = \theta_0$ on obtient facilement la matrice R d'un quadrupole par comparaison avec les équations différentielles des pages précédentes, avec $k^2 = (q e B_Q) / (p R)$:

$$R = \begin{pmatrix} \cos kL & \frac{1}{k} \sin kL & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -k \sin kL & \cos kL & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \text{ch } kL & \frac{1}{k} \text{sh } kL & 0 & 0 \\ 0 & 0 & k \text{sh } kL & \frac{1}{k} \text{ch } kL & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

On voit ici par comparaison avec l'expression pour une lentille mince, que la longueur focale f_Q d'un Q-pole est

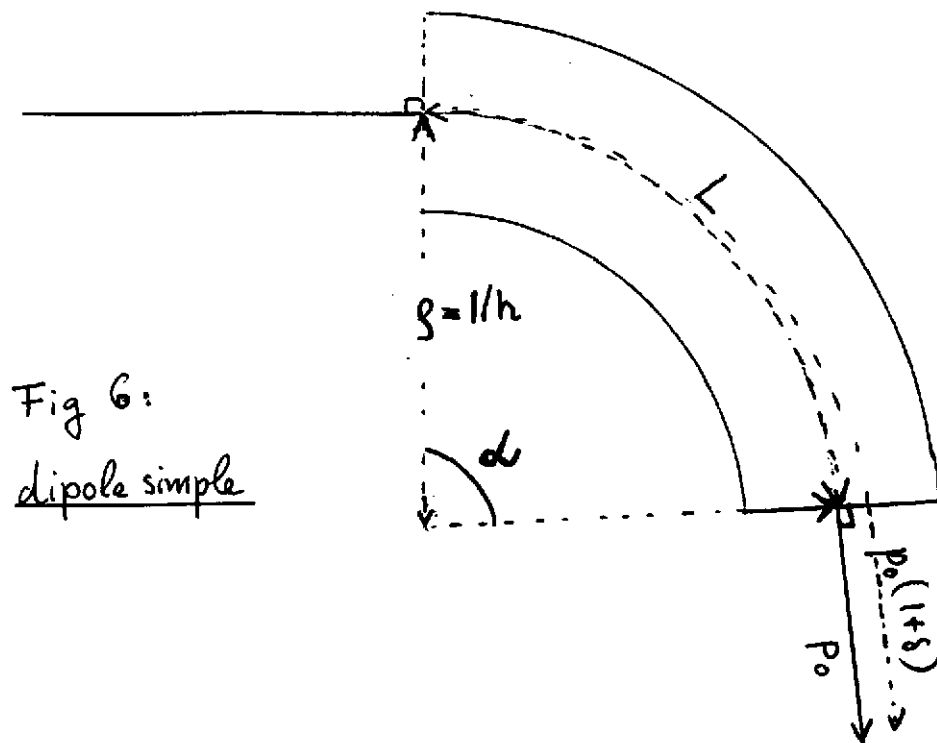
$$\frac{1}{f_Q} = k \sin kL$$

Si $kL \ll 1$, nous avons

$$\frac{1}{f_Q} = k^2 \cdot L = \frac{e q B_Q}{m v R} \cdot L = \frac{B_Q / R}{B \rho} \cdot L$$

où $B \rho$ est la rigidité magnétique de la particule. Une deuxième observation importante : si un Q-pole est focalisant en x , il est défocalisant en y .

En dernier exemple que nous voulons traiter ici un aimant magnétique simple



En utilisant les équations de l'annexe, nous avons alors $R =$

$\cos k_x L$	$\frac{1}{k_x} \sin k_x L$	0	0	0	$\frac{h}{k_x^2} (1 - \cos k_x L)$
$-k_x \sin k_x L$	$\cos k_x L$	0	0	0	$\frac{h}{k_x} \sin k_x L$
0	0	$\cos k_y L$	$\frac{1}{k_y} \sin k_y L$	0	0
0	0	$-k_y \sin k_y L$	$\cos k_y L$	0	0
$-\frac{h}{k_x} \sin k_x L$	$-\frac{h}{k_x^2} (1 - \cos k_x L)$	0	0	1	$-\frac{h^2}{k_x^3} (k_x L - \sin k_x L)$
0	0	0	0	0	1

avec les définitions

$$h = 1/\rho_0 \quad k_x^2 = (1-n) h^2 \quad k_y^2 = n h^2$$

$\alpha = h L$ angle de déviation

$n =$ indice du champ (voir annexe)

$L =$ longueur de la trajectoire centrale

Nous avons quelques nouveaux termes ici : les termes chromatiques, c'est à dire dépendants de l'énergie. Pour simplifier, mettons $n = 0$ (champ magnétique constant) et nous avons

$$\left(\frac{x}{\delta}\right) = R_{16} = \text{dispersion} = \rho(1 - \cos \alpha)$$

$$\left(\frac{\theta}{\delta}\right) = R_{26} = \text{dispersion angulaire} = \sin \alpha$$

et $\left(\frac{1}{\delta}\right) = R_{56} = -\rho(\alpha \sin \alpha)$

Il est utile d'illustrer ces résultats par quelques cas spécifiques :

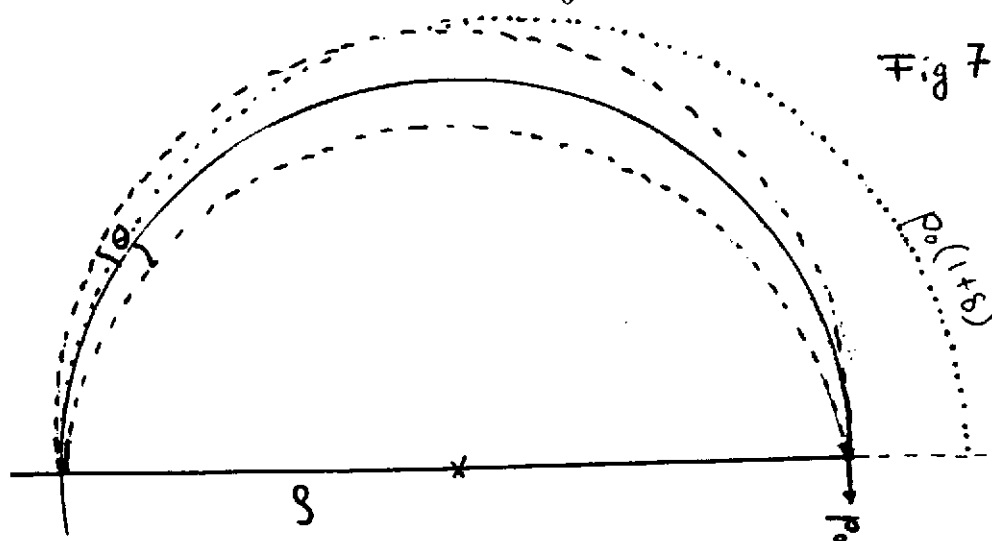
Mettons $\alpha = \pi$; ceci correspond donc à un aimant secteur de 180° . Dans ce cas :

$$R_{16} = \left(\frac{x}{\delta}\right) = 2\rho$$

$$R_{26} = \left(\frac{\theta}{\delta}\right) = 0$$

$$R_{56} = \rho \pi$$

$$R_{51} = 0 \quad R_{52} = \frac{1}{\theta} = -2\rho$$



La figure ci-dessus illustre la signification de ces résultats. Il sera aisé et instructif pour le lecteur de retrouver la forme analytique de la matrice R par des considérations géométriques.

Pour $\alpha = 2\pi$, un aimant de 360° , nous obtenons :

$$R_{16} = \begin{pmatrix} x \\ \delta \end{pmatrix} = 0$$

$$R_{26} = \begin{pmatrix} \theta \\ \delta \end{pmatrix} = 0$$

$$R_{56} = \begin{pmatrix} 1 \\ \delta \end{pmatrix} = 2\Pi\rho$$

$$R_{51} = 0$$

$$R_{52} = 0$$

Cet exemple nous permet d'introduire deux notations importantes : $R_{16} = (x/\delta) = 0$: le système est **nondispersif** et si $R_{16} = R_{26} = 0$, le système est **achromatique**. Il est important de réaliser qu'un système peut être achromatique même s'il contient des éléments dispersifs, comme le montre l'exemple ci-dessus.

On peut montrer, soit à partir de $\det R = 1$, soit par l'intégration des équations de mouvement (voir références) que si

$$R_{16} = R_{26} = 0 \rightarrow R_{52} = 0$$

c'est à dire que la longueur des trajectoires ne dépend pas de l'angle. Ceci est appelé **isochronisme**, une notation assez mal choisie, parce qu'elle signifie que toutes les particules mettent le même temps pour aller d'un bout de l'ensemble à l'autre. Ceci est vrai seulement pour des particules ayant la même vitesse : seulement la longueur des trajectoires est identique pour toutes les particules.

Un vrai isochronisme, dans le sens du temps, est obtenu si les particules mettent le même temps.

Avec $v/c \ll 1$, nous avons, au 1er ordre,

$$\Delta t = \frac{1}{v} - \frac{1}{v_0} + \frac{l - l_0}{v_0} \cong l_0 \left(\frac{1}{v} - \frac{1}{v_0} \right) + \left(\frac{l}{\delta} \right) \cdot \frac{\delta}{v_0} \cong -l_0 \frac{\Delta v}{v_0^2} + \left(\frac{l}{\delta} \right) \cdot \frac{\delta}{v_0}$$

d'où pour $\Delta t = 0$, la condition (attention, plusieurs conventions de signes existent)

$$\left(\frac{l}{\delta} \right) = R_{56} = l_0 = 2\pi\rho$$

Ceci est le cas pour l'exemple cité ci-dessus, $\alpha = 2\pi$. C'est le cas bien connu de la résonance cyclotron, pour laquelle on a la relation $B/\omega = M/(Qe)$.

f) Eléments magnétiques et contraintes

Considérons une matrice R pour un ensemble d'espaces libres et d'éléments optiques. Ce que nous voulons en général, c'est une forme bien déterminée de cette matrice. Considérons par exemple une ligne où nous voulons obtenir une focale point-point en x et y

$$R_{12} = R_{34} = 0$$

et nous voulons imposer un grandissement en x et y , $R_{11} = (x/x)$ et $R_{33} = (y/y)$.

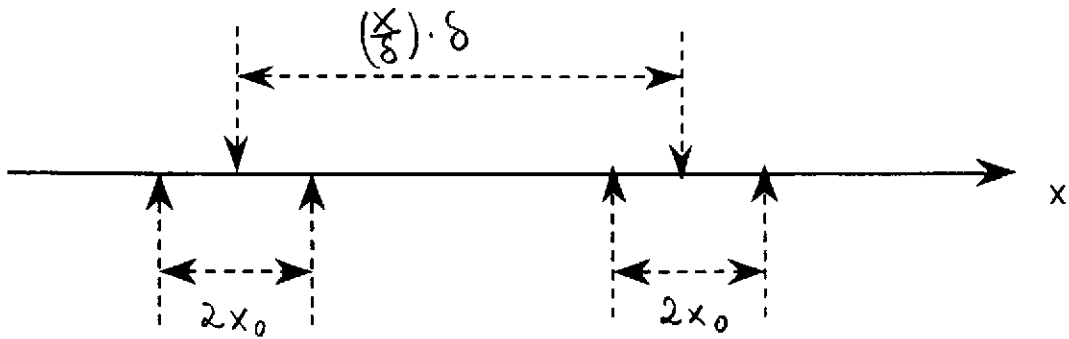
Ceci implique que nous avons besoin au moins de 4 paramètres ajustables pour pouvoir satisfaire ces 4 exigences. Dans cet exemple, avec 1 quadrupole, on a 2 paramètres, le gradient $(B/r)_1$ et l'emplacement. Avec un deuxième Q-pole, on a 2 paramètres supplémentaires, $(B/r)_2$ et l'emplacement relatif de ces deux Q-poles. En principe, il y a assez de paramètres libres pour une solution. Néanmoins, dû au fait que si un quadrupole magnétique est focalisant en x , et défocalisant en y , il n'y a pas de solution avec $R_{11} = R_{22}$. Seulement avec un troisième Q-pole une telle solution peut être obtenue. C'est la raison pour laquelle on trouve très souvent des triplets de Q-poles sur les lignes de transport.

g) Résolution d'un spectromètre

Comme discuté dans l'introduction, un point important que nous voulons obtenir des spectromètres, est leur résolution. Considérons un ensemble optique ayant une dispersion (x/δ) , une image point-point $(x/\theta) = 0$. Dans ce cas nous avons

$$x_f = \left(\frac{x}{\delta}\right) \delta + \left(\frac{x}{x}\right) x_0$$

Pour un ensemble de particules de moment identique $\delta = 0$, nous allons donc avoir une tache image $x_{f0} = (x/x) x_0$, où x_0 est la demi-largeur de la tache objet (figure)



Pour séparer deux moments, il faut que la séparation des taches soit plus grande ou égale à $2x_0$. La différence d'impulsion δ_{\min} minimale que nous pouvons séparer est donc

$$\left(\frac{x}{\delta}\right) |\delta_{\min}| \geq 2 \left(\frac{x}{x}\right) x_0$$

$$\delta_{\min} = \frac{2 R_{11} x_0}{R_{16}} = \text{résolution}$$

Il est utile de mentionner ici les ordres de grandeur : pour $\delta_{\min} \cong 10^{-4}$, et $2 R_{11} x_0 = 1 \text{ mm}$, il faut que $R_{16} = 10 \text{ m}$, ce qui implique toute suite des dimensions de cet ordre de grandeur de ces appareils.

On pourrait penser, qu'il est facile d'ajuster cette résolution à une valeur voulue, en faisant R_{11} petit ou R_{16} grand. Il faut tenir compte d'autres limitations. Pour illustrer ceci, nous allons considérer le système simple sur la figure 8.

L'angle final de la trajectoire centrale est

$$\theta = \theta_d = \frac{L_d}{\rho_0}$$

Un autre moment à un angle final $\theta = \theta_\alpha(1-\delta)$. Maintenant, à la sortie du dipole, seulement θ contient une information sur δ . Alors on voit, que la taille finie du point objet implique une incertitude angulaire

$$\Delta \theta_0 = \frac{\pm x_e}{d}$$

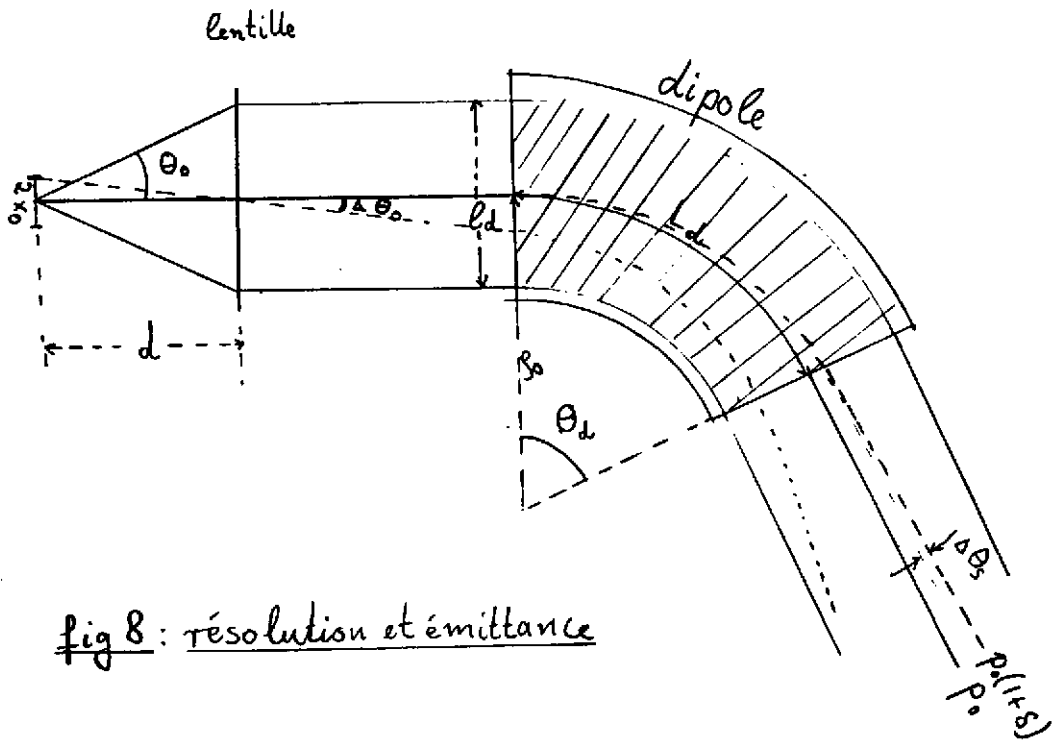


fig 8 : résolution et émittance

Avec les relations $l_d = 2\theta_0 \rho_0$, $\Delta \theta_s = \theta_d$ δ et la condition pour pouvoir distinguer deux moments différents s'écrit

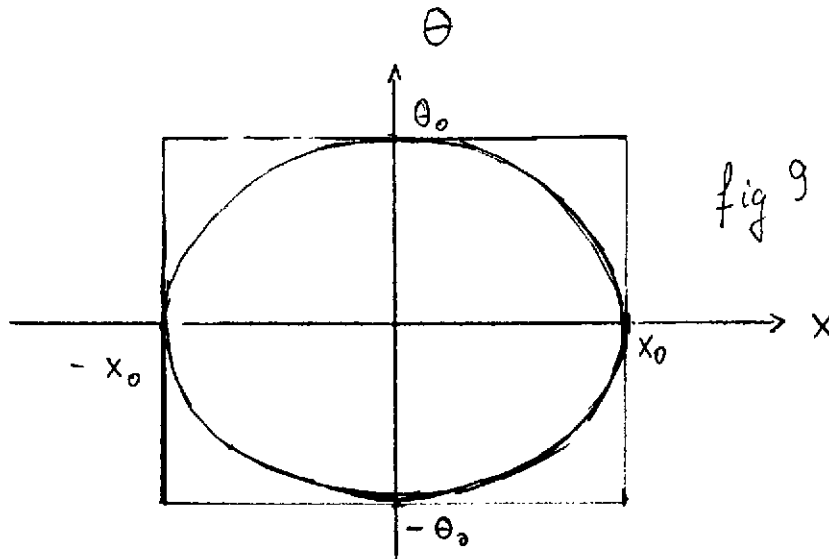
$$\delta_{\min} \cdot \theta_d \geq 2\Delta \theta_0 = 2 \frac{x_0}{d} = 2 \frac{x_0 2\theta_0}{l_d}$$

$$\delta_{\min} = \frac{4 x_0 \theta_0}{l_d \theta_d} = \frac{4 x_0 \theta_0}{l_d L_d} \rho_0$$

Ceci est un résultat important, puisqu'il illustre plusieurs aspects. Pour une taille du point objet et une acceptation angulaire donné et un rayon de courbure donné, la résolution est inversement proportionnelle à la surface du dipole. Un exemple numérique: pour le spectromètre SPEG au Ganil, nous avons $x_0 = 0.5$ mm, $\theta_0 = 35$ mrad, $\rho_0 = 2.4$ m, $\theta_d = 85^\circ$, $l_d = 50$ cm

$$\delta_{\min} = \frac{4 \times 0.5 \text{ mm} \times 35 \text{ mrad}}{0.5 \text{ m} \cdot 85 \times 17 \text{ mrad}} = 1.10^{-4}$$

C'est effectivement la résolution nominale et celle observée. Le produit $4 x_0 \theta_0$ est appelé **l'émittance** horizontale \mathcal{E}_h du faisceau, illustré sur la figure 9.



Les particules peuvent venir de n'importe quel point de cette figure d'émittance, délimité par $\pm x_0$ et $\pm \theta_0$. Souvent ce rectangle est remplacé par une ellipse, avec la surface $\mathcal{E}_h = \pi x_0 \theta_0$.

Le théorème de Liouville a comme conséquence, que **l'émittance est conservée** dans des systèmes sans accélération. Pour une émittance et un rayon de courbure (et donc un champ maximal) donné, la résolution s'améliore donc proportionnellement à la surface des dipôles, donc avec le coût de l'appareil.

h) Résumé de quelques notations

A ce stade, il est utile de résumer quelques notations introduites. Nous avons discuté la matrice R , qui détermine les relations entre **l'objet et l'image** au premier ordre. De cette matrice, 6×6 , quelques éléments sont particulièrement importants :

la dispersion $R_{16} = \begin{pmatrix} x \\ \delta \end{pmatrix}$

le grandissement $R_{11} = \begin{pmatrix} x \\ x \end{pmatrix}; R_{22} = \begin{pmatrix} y \\ y \end{pmatrix}$

D'autres coefficients caractérisent bien le type de relation objet-image réalisé : nous avons en particulier :

$$R_{12} = \begin{pmatrix} x \\ \theta \end{pmatrix} = 0 \quad \text{une focalisation point-point}$$

$$R_{22} = \begin{pmatrix} \theta \\ \theta \end{pmatrix} = 0 \quad \text{une focalisation point-parallèle}$$

Le faisceau (ou l'ensemble des particules) est caractérisée par l'émittance, qui, dans le cas d'un ellipsoïde, s'écrit :

$$\varepsilon_h = \Pi \Delta x \Delta \theta$$

$$\varepsilon_v = \Pi \Delta y \Delta \phi$$

où Δx , Δy est la taille de l'objet, et $\Delta \theta, \Delta \phi$ la divergence angulaire du faisceau dans le plan horizontal et vertical respectivement. Le théorème de Liouville montre que cette émittance est conservée.

Une caractéristique importante de l'ensemble de transport de particules est l'acceptance, c'est l'émittance maximale transmise dans l'espace de 6 dimensions.

Pour réaliser les relations objet-image, nous avons discuté des éléments de premier ordre :

l'espace libre

le quadrupole

le dipole

Avec ces notations et ces quelques éléments, on peut déjà réaliser des ensembles assez complexes. Beaucoup des propriétés de ces ensembles peuvent s'illustrer avec des dessins d'optique géométrique, et sont donc en général assez intuitifs.

Avant de donner des exemples, il semble utile de discuter plus la notion d'émittance, qui n'est pas très évidente et intuitive.

i) Émittance d'un faisceau

Regardons de nouveau la figure de l'émittance. Nous allons maintenant illustrer, avec une émittance rectangulaire pour simplicité, l'évolution de cette figure 10a) d'émittance dans une configuration très simple, comprenant le point objet, un espace libre et une lentille mince. Pour simplicité, nous nous limitons à l'espace x, θ .

fig 10

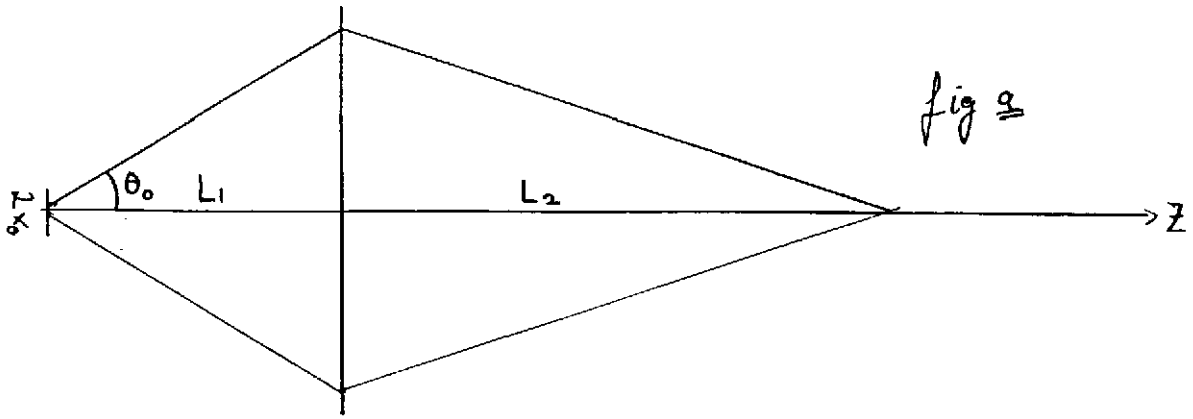
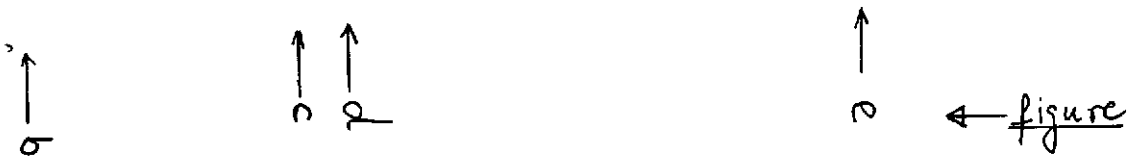


fig 9



← figure

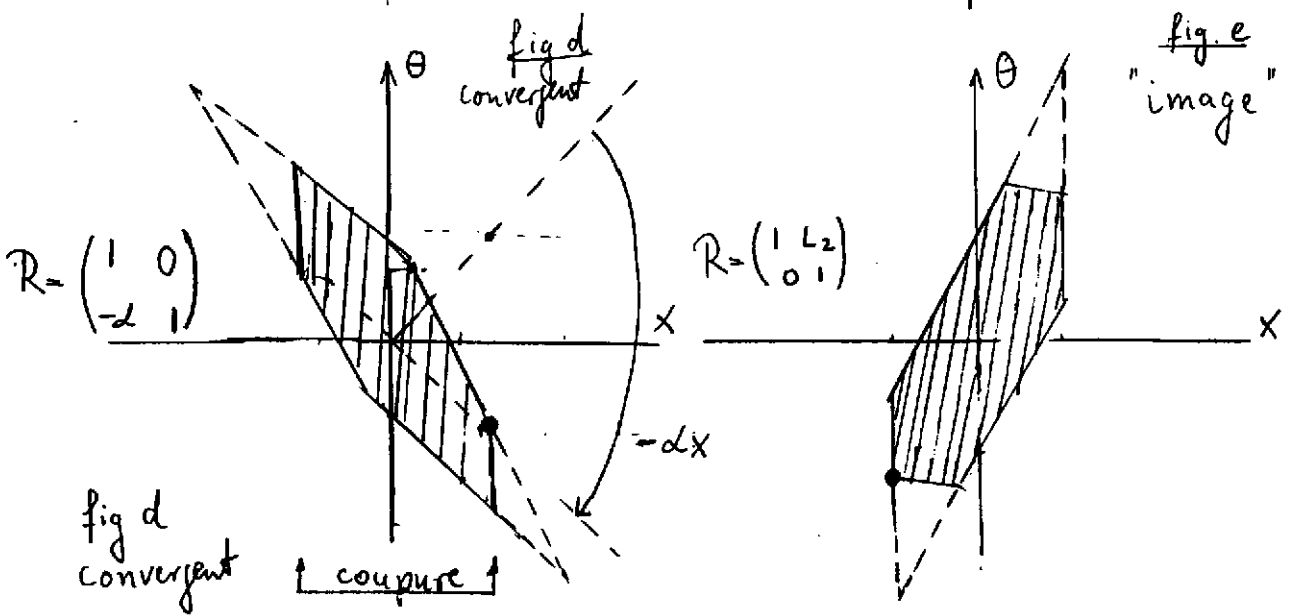
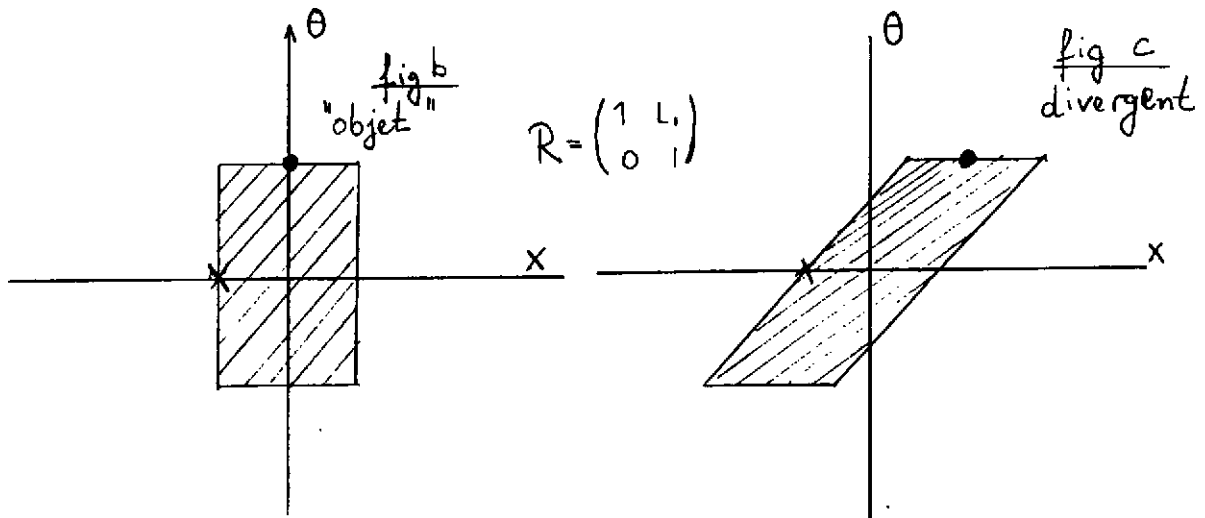


fig d convergent

↑ coupure ↑

Au point objet, nous avons, par construction un rectangle délimité par $\pm x_0$ et $\pm \theta_0$ (Fig. 10b) : la distribution des coordonnées initiales des particules est uniformément distribuée sur cette surface. Après un espace libre (Fig. 10 c), le rectangle est déformé dans un parallépipède. Le plus simple, pour voir ça, et de se fixer un point, (ici $x = 0$, $\theta = +\theta_0$), et voir où il se trouve dans ce diagramme par application de la matrice R de l'espace libre. Cette image caractérise un faisceau divergent. L'image de la figure d'émittance, figure 10d) peut être obtenue par application de la matrice R de la lentille mince à celle avant la lentille.

L'image obtenue correspond à un faisceau convergent. Après un autre espace libre, et avec $R_{12} = 0$ pour l'ensemble, nous obtenons la figure 10e) : Nous avons de nouveau un parallépipède, dû aux termes non-diagonaux de la matrice R. Il est instructif maintenant de considérer une coupure géométrique au niveau de la lentille : le diamètre de la lentille n'est pas assez grand pour laisser passer toutes ces particules (voir Fig. 10 c, d). Cette coupure se répercute par une coupure inclinée dans l'image finale (Fig. 10 e).

Pour fixer les ordres de grandeur, prenons deux exemples :

Exemple 1 : un détecteur (spectromètre) a une acceptation angulaire définie par un diaphragme de ± 1 degré = ± 17 mrad ; les particules sont produites sur une cible avec $\Delta x = \pm 1$ mm ; l'émittance du faisceau est donc de $\epsilon_h = \Pi$ 1 mm 17 mrad.

Exemple 2 : une source d'ions a un trou d'extraction de ± 2 mm, les ions sont accélérés à un moment p et énergie E ; si l'agitation thermique des ions dans le sens transversal est p_t , une considération simple montre que $\Delta\theta = p_t/p$.

En approximation non-relativiste nous avons $\Delta\theta = \pm \sqrt{E_t/E}$. L'énergie thermique est $E_t = 1/2 KT$, et elle est de l'ordre de 5 eV. Pour une accélération à une énergie de 10 keV, nous avons $\epsilon_h = \Pi \cdot 2x \sqrt{5}/10^{-2}$ radian = 44 Π .mm.mrad.

Des considérations similaires sont valables pour les autres coordonnées; il est assez facile à voir sur la figure 8, que des coupures dans les sections dispersives vont introduire des coupures corrélées dans l'espace x, θ, δ .

III. Les ensembles de détection magnétiques et électriques

a) les achromates

La figure 11 montre schématiquement un ensemble optique. Nous supposons qu'il y a une focale intermédiaire, et une focale finale.

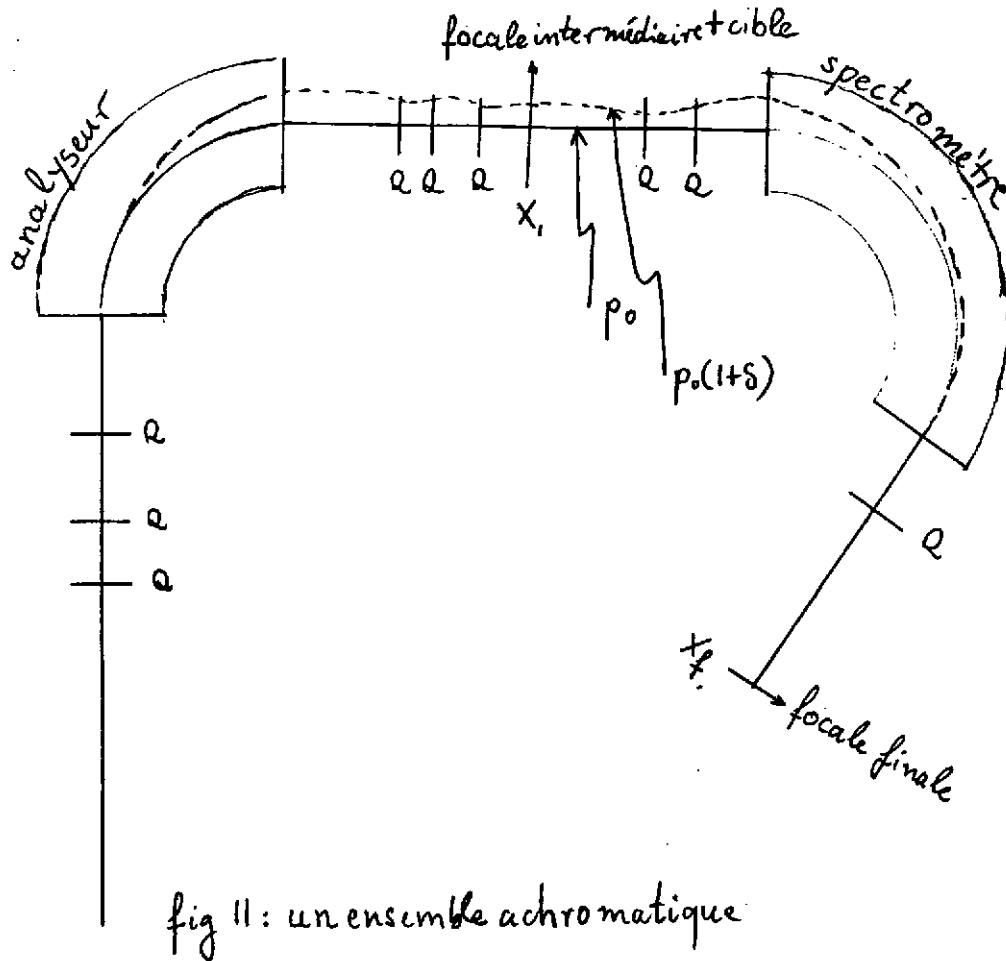


fig 11: un ensemble achromatique

Nous avons donc les relations

$$X_1 = \left(\frac{X}{X}\right)_A X_0 + \left(\frac{X}{\theta}\right)_A^0 \theta + \left(\frac{X}{\delta}\right)_A \delta \quad \text{analyseur}$$

$$X_f = \left(\frac{X}{X}\right)_S X_1 + \left(\frac{X}{\theta}\right)_S^0 \theta + \left(\frac{X}{\delta}\right)_S \delta \quad \text{spectrom.}$$

$$= \left(\frac{X}{X}\right)_S \left[\left(\frac{X}{X}\right)_A X_0 + \left(\frac{X}{\delta}\right)_A \delta \right] + \left(\frac{X}{\delta}\right)_S \delta$$

Nous pouvons maintenant imposer $\partial X_f / \partial \delta = 0$, la position finale ne dépend pas de δ : l'ensemble est non-dispersif

et on obtient la relation:

$$\frac{\partial x_f}{\partial \delta} = 0 = \left(\frac{x}{x}\right)_S \left(\frac{x}{\delta}\right)_A + \left(\frac{x}{\delta}\right)_S$$

Notons l'importance du signe de $(x/x)_S$. Pour avoir un ensemble achromatique, il faut satisfaire en plus la condition $R_{26} = 0$. Dans ce cas, comme déjà mentionné, nous avons en conséquence une propriété importante : $R_{52} = 0$, la longueur des trajectoires ne dépend pas de θ .

Une application importante des achromates est leur utilisation comme spectromètre à perte d'énergie. Mettons à l'endroit de la focale intermédiaire une cible, dans laquelle nous avons une réaction nucléaire résultant dans un changement du moment Δp réaction avec $\delta_r = \Delta p_{\text{réaction}}/p$.

Le δ_{total} après la cible est donc

$$\delta_f = \delta_0 + \delta_r$$

où δ_0 est la dispersion du faisceau incident. Après le spectromètre nous avons

$$\begin{aligned} x_f &= \left(\frac{x}{\delta}\right)_S \delta_r + \left[\left(\frac{x}{\delta}\right)_S + \left(\frac{x}{x}\right)_S \left(\frac{x}{\delta}\right)_A \right] \delta_0 \\ &= \left(\frac{x}{\delta}\right)_S \delta_r \end{aligned}$$

La position finale, et donc la résolution, est indépendante de l'énergie du faisceau, elle dépend seulement de la perte d'énergie dans la cible, d'où le nom. Les spectromètres du laboratoire Saturne (SPES = Spectromètre à Perte d'Énergie Saturne), le SPEG (Spectromètre à Perte d'Énergie Ganil) à Ganil, et la plupart des spectromètres modernes à haute résolution sont de ce type.

A titre d'exemple pour un ensemble optique existant la figure 12 montre l'enveloppe d'un faisceau dans un ensemble achromatique.

ARETE + saLLE G3 z jusqu a la cible SPEG
 CAS reglageachr sur cible spg
 EM-H= 5.00 V= 5.00 PI MM=MRD DW/W= 2.000 PM ← émittance
 02/02/93 14.44.56

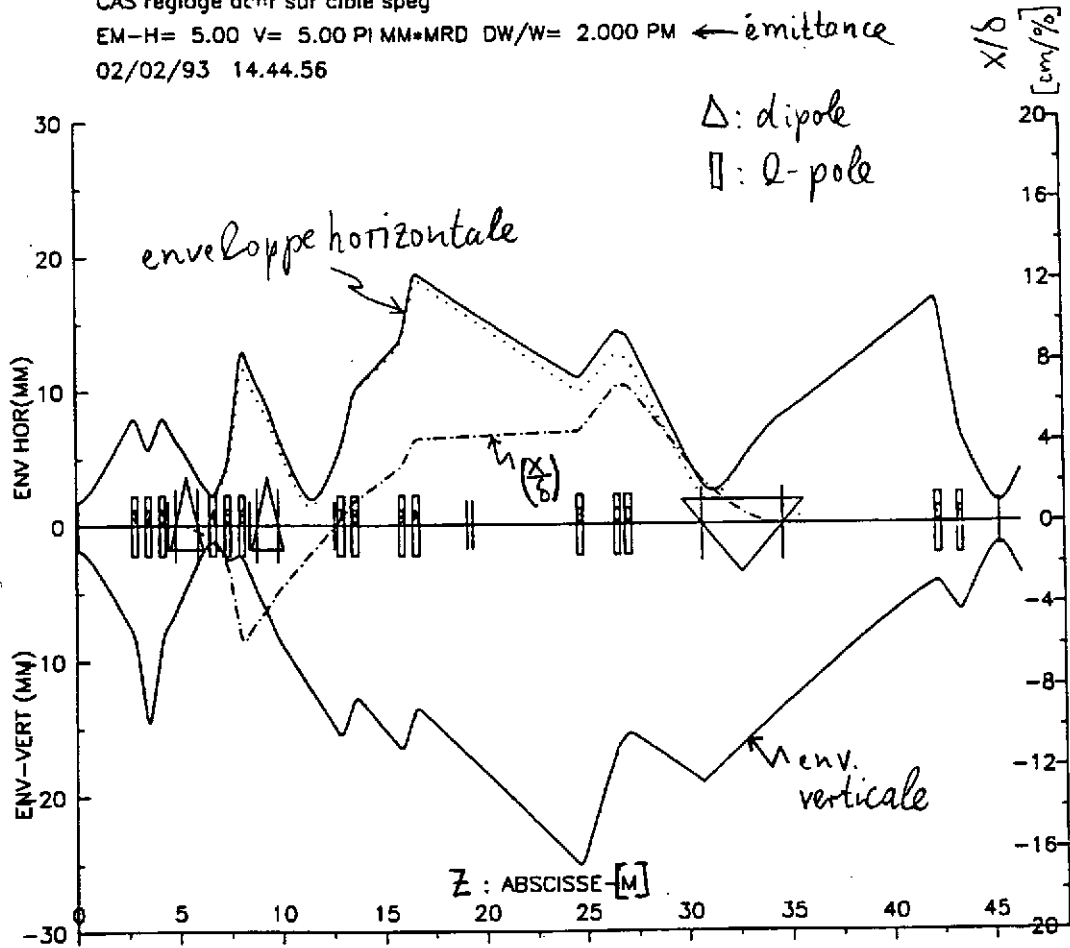


fig 12

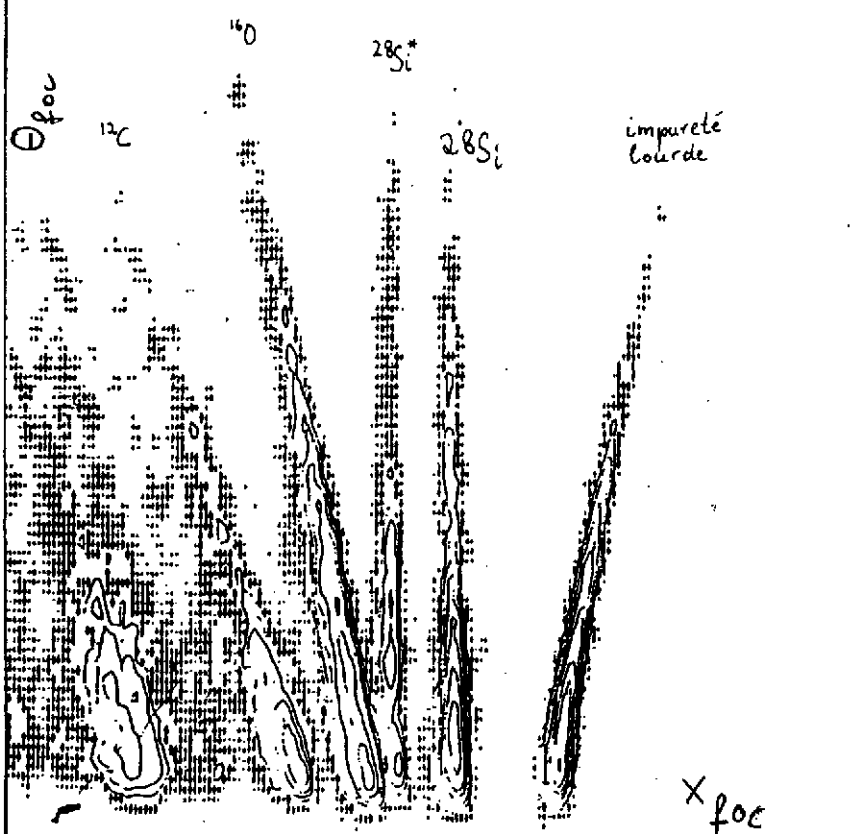


fig 13: diffusion élastique de ¹⁶O à 95 MeV/nucléon

La figure 13 montre une matrice $x_{\text{foc}} \cdot \theta_{\text{foc}}$ pour une diffusion élastique de ^{16}O à 95A.MeV. On observe la bonne résolution ($\delta_n = \Delta p/p \sim 10^{-4}$) ; un effet cinématique différent pour les différents constituants de la cible est clairement visible. Il est possible de corriger la perte de résolution due à la l'ouverture angulaire du faisceau incident et l'effet de la cinématique au premier ordre. Ceci est obtenu en focalisant le faisceau incident derrière la cible ("recul de la focale"). Il est facile d'obtenir les équations correspondantes, très similaires à celles de l'achromate:

avec $\delta_r = \delta_{r_0} + k \theta_{\text{diff}}$ k : constante dépendante de la cinématique

$$\theta_{\text{diff}} = \theta_i - \theta_c$$

$$\left(\frac{x}{x}\right)_s \left(\frac{x}{\theta}\right)_A = \left(\frac{x}{\delta}\right)_s \cdot k$$

$$\frac{\partial x_f}{\partial \theta_i} = 0$$

Avec une détermination de l'angle des particules après la diffusion il n'est pas nécessaire de compenser le recul de la focale au niveau du spectromètre, puisqu'il est possible de la reconstituer à n'importe quel endroit à partir de la mesure de x, θ . Par contre l'information sur l'angle de la particule incidente est perdue après la diffusion, et si l'effet cinématique n'est pas corrigé à ce niveau, il se traduit par une perte de résolution.

La séparation spatiale des différentes réactions permet d'en sélectionner par un système de fentes, et seulement les particules correspondant au domaine sélectionné vont atteindre les détecteurs. Ceci est fréquemment utilisé pour l'étude de résonances géantes, pour supprimer la diffusion élastique, largement dominante par rapport à la diffusion inélastique. Notons que la haute résolution dans ce contexte est importante pour avoir une coupure propre.

Une deuxième application des achromates est leur rôle comme filtre. Ceci est illustré sur la figure 14.

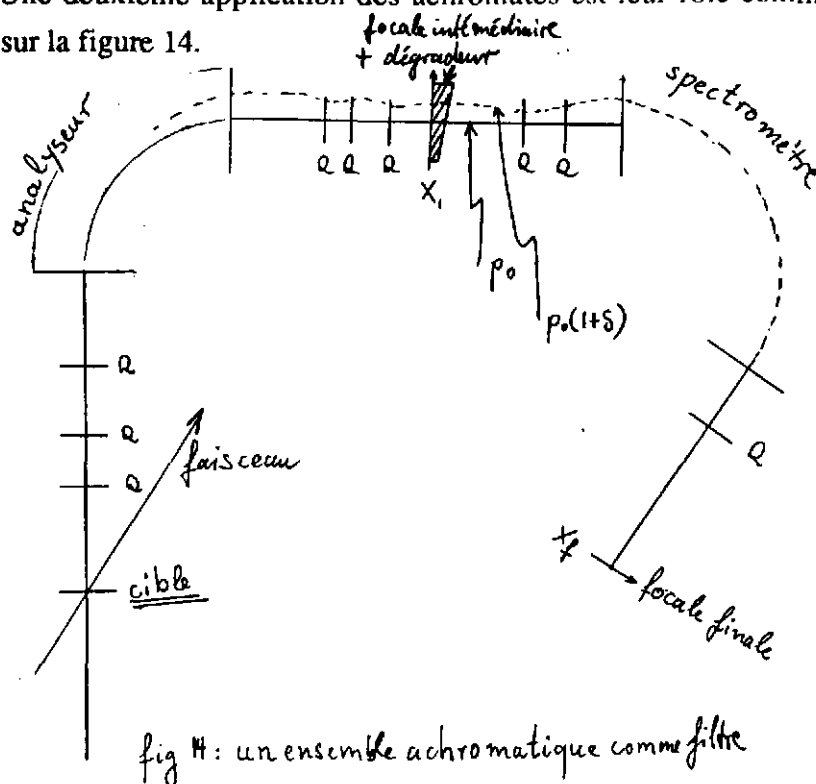
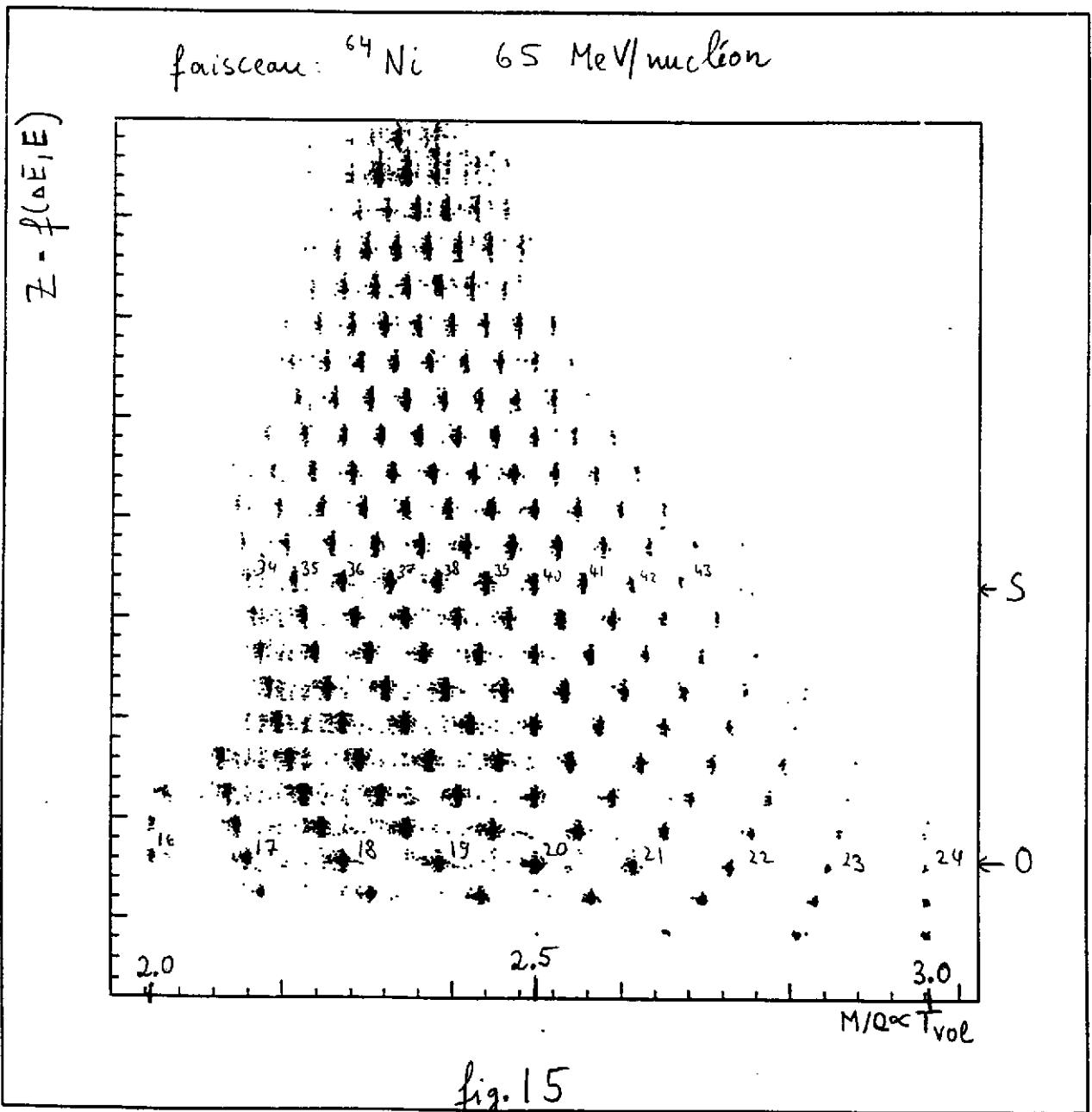


fig 14: un ensemble achromatique comme filtre

Par rapport au dispositif précédent, essentiellement la position de la cible est changée: elle se trouve maintenant avant l'analyseur. Les produits de réaction sont focalisés à la sortie du spectromètre. Dans cette configuration on peut sélectionner une rigidité magnétique et un angle optimisés pour la réaction d'intérêt. Les produits de réaction sont concentrés dans une petite région ($qq\text{ cm}^2$) et une détection de qualité peut être utilisée. Un exemple d'identification de noyaux loin de la stabilité obtenu avec SPEG avec la cible en amont de l'analyseur est montré sur la fig. 15.



Comme montre cette figure, la transmission des noyaux riches en neutrons a été favorisée. Souvent on souhaite parmi tous ces noyaux une sélection supplémentaire qui peut être obtenue par un dégradeur achromatique. Pour obtenir cette sélection supplémentaire, on met au niveau de la focale intermédiaire d'un achromate une feuille d'une épaisseur appropriée pour ralentir le faisceau secondaire (voir fig 14).

Mettons que $B\rho_2 = B\rho_1 - \Delta B\rho$, où $\Delta B\rho$ est le changement de la rigidité magnétique dans le ralentisseur. Nous avons donc

$$S = \frac{B\rho_2}{B\rho_1} = 1 - \frac{\Delta B\rho}{B\rho_1}$$

et avec une épaisseur variable $d = f(x)$ et $d_0 = f(0)$

$$S = 1 - \frac{\Delta B\rho}{B\rho_1} \cdot \frac{f(x)}{d_0}$$

en supposant une dépendance linéaire de $\Delta B\rho$ de l'épaisseur.

Avec les relations non relativistes pour la rigidité magnétique

$$B\rho = \frac{Mv}{Q \cdot e} \quad \Delta B\rho = \frac{M\Delta v}{Q \cdot e}$$

et la formule approximative pour la perte d'énergie dans un ralentisseur

$$\frac{dE}{dz} = \frac{1}{2} \alpha \frac{Mz^2}{E} = \alpha \frac{z^2}{v^2}$$

on obtient

$$S = \frac{\alpha}{M(1+\delta)^4 v_0^4} z^2 f(x)/d_0$$

Pour que l'ensemble soit achromatique, c'est à dire des ions du même type arrivent au même point à la sortie du spectromètre indépendamment de leur énergie, il faut que

$$\frac{\partial S}{\partial \delta} = 0$$

Ceci donne une équation différentielle pour $f(x)$, $f'/f = 4(x/\delta)^{-1}/(1+\delta)$
avec la solution:

$$f(x) = d_0 \left(1 + \left(\frac{x}{\delta} \right)^{-1} \cdot x \right)^4$$

où d_0 est l'épaisseur pour $x = 0$. Cette équation a la propriété agréable de ne pas dépendre du type d'ion, mais seulement de l'inverse du coefficient de dispersion. Au lieu de varier l'épaisseur du dégradeur, ce qui est assez difficile en pratique, on obtient cette dépendance par une courbure appropriée du dégradeur.

Une fois une épaisseur et un rapport $B\rho_1/B\rho_2$ choisis, tous les ions ayant la même valeur de S seront focalisés au même endroit à la sortie du spectromètre.

On obtient pour des ions complètement strippés, $Q = Z$.

$$S = \text{const.} \cdot M^3 / Z^2$$

Avec des fentes à la sortie de l'achromat, on sélectionne donc dans la charte nucléaire des noyaux $(N+Z)^3/Z^2 = \text{const}$, avec $N =$ nombre de neutrons. Ceci est illustré sur la figure 16 ci-dessous.

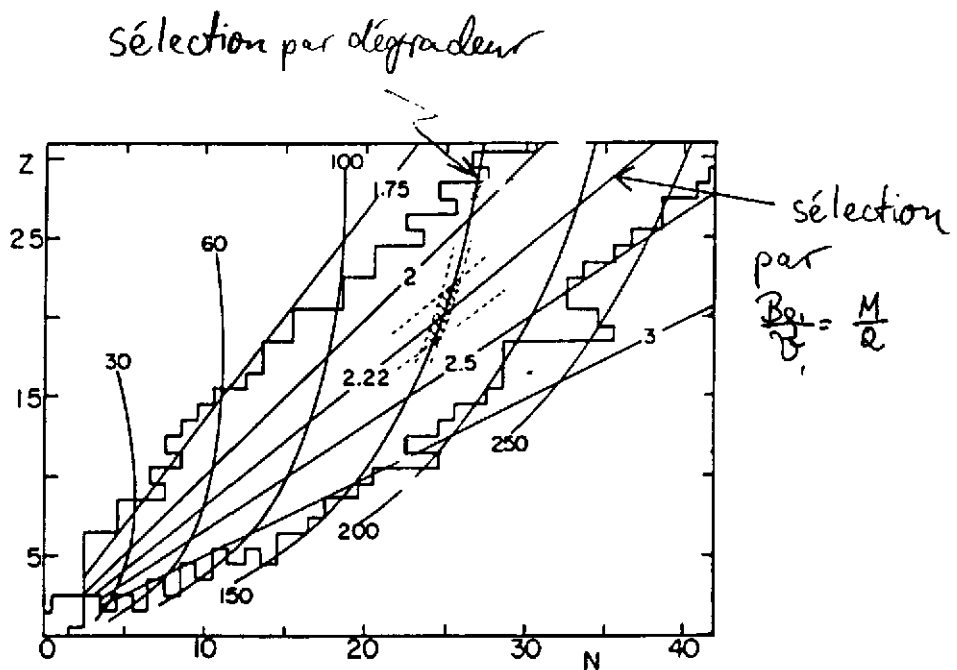


fig 16: Superposé à la charte nucléaire, les lignes de sélection pour différentes valeurs de S . Une sélection par la valeur de $B\rho_1$ des produits ayant une vitesse assez bien déterminée (produits de fragmentation, noyau de recul,...) implique une sélection de M/Q , qui est indiqué aussi. Chaque sélection a sa résolution, indiquée schématiquement.

L'avantage de cette méthode est sa simplicité, avec un coût proche de zéro, avec une bonne efficacité de sélection. Le désavantage de cette méthode est l'augmentation de l'émission due au straggling d'énergie et angulaire. Pour minimiser cette augmentation il faut mettre le dégradeur à un endroit de double focale, avec un grandissement angulaire

aussi fort que possible. Effectivement, la divergence angulaire après le ralentisseur pour des distributions gaussiennes est la racine de la somme de carrés

$$\theta = \sqrt{\theta_i^2 + \theta_{\text{strag}}^2}$$

où θ_i est la divergence angulaire avant le ralentisseur, et θ_{strag} le straggling angulaire. L'émittance étant le produit $x \cdot \theta$, on obtient

$$\begin{aligned} \frac{1}{4} \epsilon_n &= \left(\frac{x}{x}\right) x_0 \cdot \theta = \left(\frac{x}{x}\right) x_0 \sqrt{\left(\frac{\theta}{\theta}\right)^2 \theta_0^2 + \theta_{\text{strag}}^2} \\ &= \left(\frac{x}{x}\right) x_0 \cdot \left(\frac{\theta}{\theta}\right) \theta_0 \sqrt{1 + \theta_{\text{strag}}^2 / \left(\frac{\theta}{\theta}\right)^2 \theta_0^2} \\ &= x_0 \theta_0 \sqrt{1 + \theta_{\text{strag}}^2 / \left(\frac{\theta}{\theta}\right)^2 \theta_0^2} \end{aligned}$$

où nous avons utilisé $(x/\theta) = R_{12} = 0$ et $\det R = 1$.

Pour des ions pas complètement épluchées, nous pouvons utiliser une autre méthode. A la place du dégradeur, nous pouvons mettre une feuille mince (10 - 1000 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$) et elle va provoquer un changement d'état de charge et nous avons

$$B_{\beta_1} = \frac{M v_1}{e q_1} \quad B_{\beta_2} = \frac{M v_1}{e \cdot q_2}$$

Pour une feuille mince nous avons $v_2 = v_1$, et donc $B_{\beta_1}/B_{\beta_2} = q_2/q_1$. Pour une augmentation de l'état de charge d'une unité, on a $q_2 = q_1 + 1$ et $B_{\beta_1}/B_{\beta_2} = 1 + 1/q_1$; Un rapport donné B_{β_1}/B_{β_2} sélectionne alors un état de charge q_1 , et ceci sans augmentation de l'émittance.

b) Le filtre de vitesse

Nous avons vu, que le spectromètre magnétique avec un dégradeur achromatique sélectionne des noyaux suivant des lignes $S = \text{const } M^3/Z^2$ dans la charte nucléaire. Une réaction nucléaire peut fournir un autre critère de sélection. Dans un domaine de fragmentation du projectile à haute énergie, il y a $v \approx V_{\text{incident}}$, et avec $B\rho = Mv/(Ze)$ pour une valeur donnée de $B\rho$, on sélectionne un rapport M/Z . Ceci définit une droite dans la charte nucléaire (voir fig 16). L'intersection de cette droite avec $S = \text{const } M^3/Z^2$ est donc unique, à la résolution près. C'est un moyen de sélection très puissant, surtout à très haute énergie. La figure 17 montre un exemple de séparation obtenu avec le FRS à GSI-SIS.

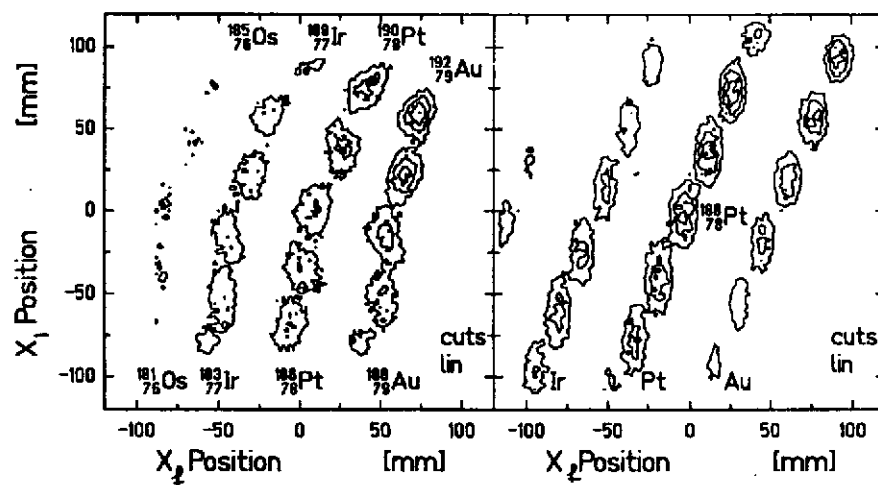


Fig 17: séparation mesurée (à gauche) et calculée (à droite) de fragments au FRS_GSI produits avec un faisceau ^{197}Au de 1 GeV/nucléon. Le dégradeur était Al (1.4g/cm^2).

Avec des fentes au niveau de la focale intermédiaire et finale un noyau unique peut être choisi. Au Ganil, à environ 50 MeV/nucléon, la dispersion est typiquement de $dv/v=0.05$, et surtout des noyaux d'une forte abondance vont être transmis ensemble avec les noyaux qu'on veut étudier. Un filtre de vitesse peut fournir un critère de sélection supplémentaire. Prenons une configuration simple, un filtre de Wien. Dans ce dispositif, les champs magnétique et électrique sont croisés (fig 18).

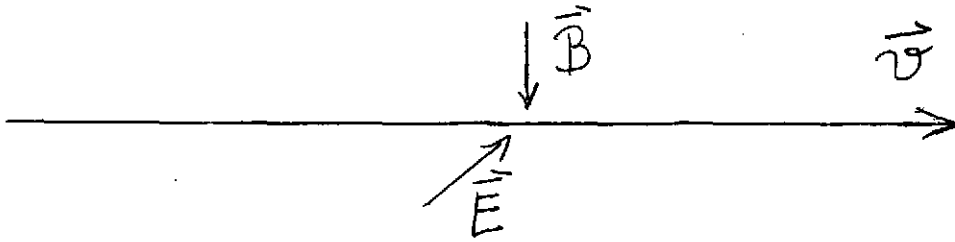


fig 18: filtre de Wien

Nous avons les équations suivantes:

$$m \vec{\ddot{x}} = Qe \vec{v} \times \vec{B} \quad \text{force magnétique}$$

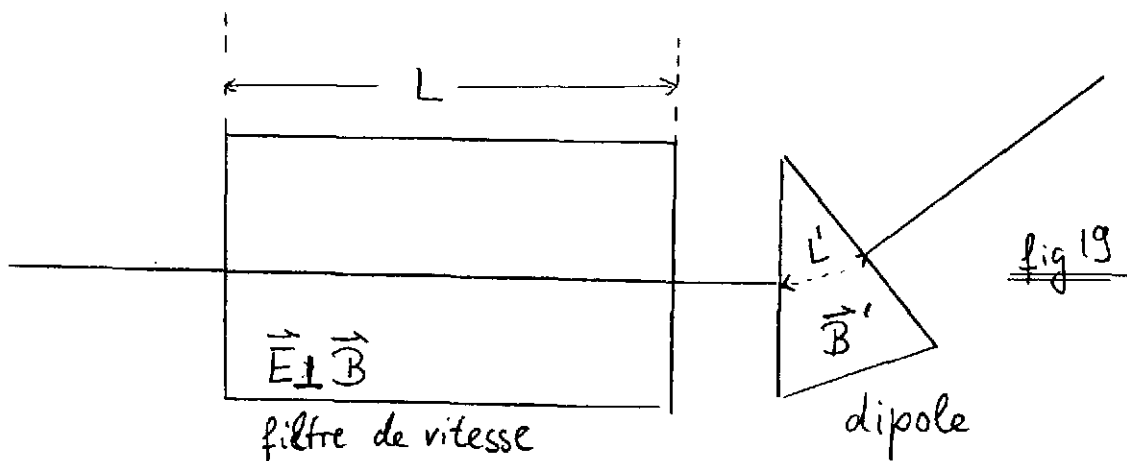
$$m \vec{\ddot{x}} = Qe \vec{E} \quad \text{" électrique}$$

$$m \vec{\ddot{x}} = Qe(vB + E) \quad \left| \vec{B} \perp \vec{E} \right.$$

$$= Qe((v_0 B + E) + \Delta v B)$$

avec: $v = v_0 + \Delta v = v_0(1 + \delta)$

On peut imposer $v_0 B + E = 0$, donc les particules avec $\Delta v = 0$ ne subissent pas de force, et ne sont pas déviées. La résolution de ce filtre est limitée par la dispersion de vitesse de la réaction et/ou d'une sélection magnétique précédente. Pour améliorer la résolution, on peut transformer ce filtre de vitesse en spectromètre de masse (fig 19)



Avec: $\dot{x} = \frac{dx}{ds} \cdot \frac{ds}{dt} = \Delta \theta \cdot v \quad \dot{x} \ll v$

$$m\ddot{x} = Qe \Delta v B$$

$$m\dot{x} = Qe \Delta v B \cdot t \quad \text{où } t = L/v \approx L/v_0$$

$$\delta = \Delta v/v$$

nous avons $\Delta \theta_{\text{Wien}} = \frac{Qe}{m v_0} \cdot B \cdot L \cdot \delta$

L'angle de déflexion dans l'aimant suivant le filtre est:

$$\theta_m = \frac{B' L' Qe}{m v_0} (1 - \delta)$$

L'angle total de déflexion θ_t est donc

$$\theta_t = \Delta \theta_{\text{Wien}} + \theta_m$$

$$= \left[\frac{Qe B L}{m v_0} - \frac{B' L' Qe}{m v_0} \right] \delta + \frac{B' L' Qe}{m v_0}$$

et si $BL = B'L'$, θ_t est indépendant de δ . Avec cette condition et avec $v_0 = -E/B$, on obtient

$$\theta_t = - \frac{B^2 L}{E} \frac{Qe}{m}$$

Après refocalisation, la coordonnée finale dépendra uniquement de Q/M . Quelques remarques sur les champs électriques: la formulation et solution mathématique des équations de mouvement est plus difficile que pour les champs magnétiques, parce qu'il y a gain d'énergie. Il est important de faire une estimation d'ordre de grandeur pour voir qu'il est plus difficile de réaliser un champ électrique qu'un champ magnétique comparable, dès que des vitesses importantes sont atteintes. Avec $v=E/B$, $v/c=E/(Bc)$ et $v/c=0.3$, $B=1T$, on aurait $E=100MV/m$. La valeur de $B=1T$ est très facile à réaliser avec des technologies classiques, et avec des supraconducteurs il est possible de dépasser 10T. Par contre le champs^{el} maximal possible actuellement est de l'ordre de 5MV/m. C'est pourquoi on trouve des lentilles électrostatiques essentiellement à basse énergie.

Un exemple de purification successive est montré sur les figures 20,21,22.

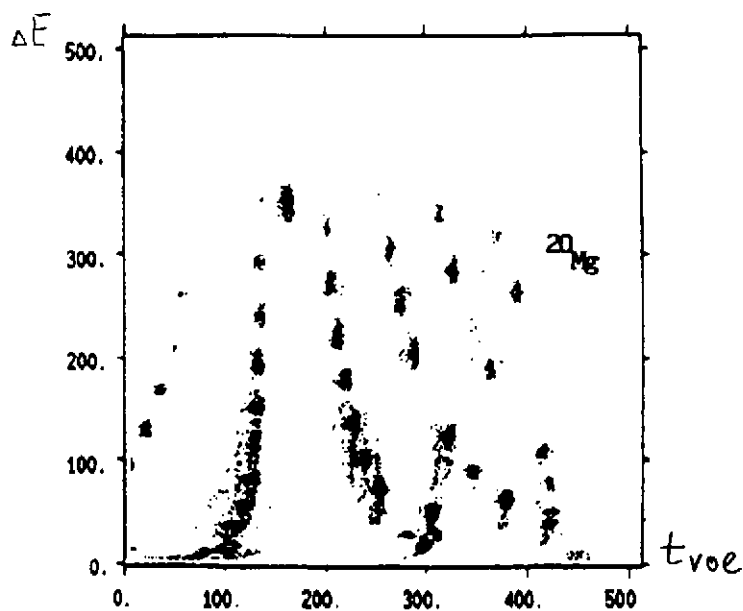


fig 20: sélection par un dipole magnétique des produits de réaction d'un faisceau de ^{24}Mg de 90MeV/nucléon sur une cible de Ni observée sur le spectromètre LISE au Ganil

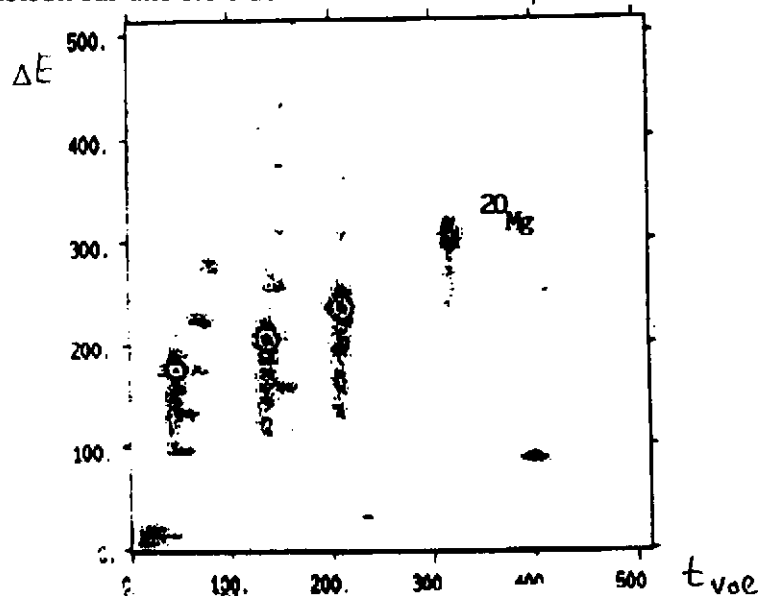


fig 21: idem, avec dégradeur achromatique en plus

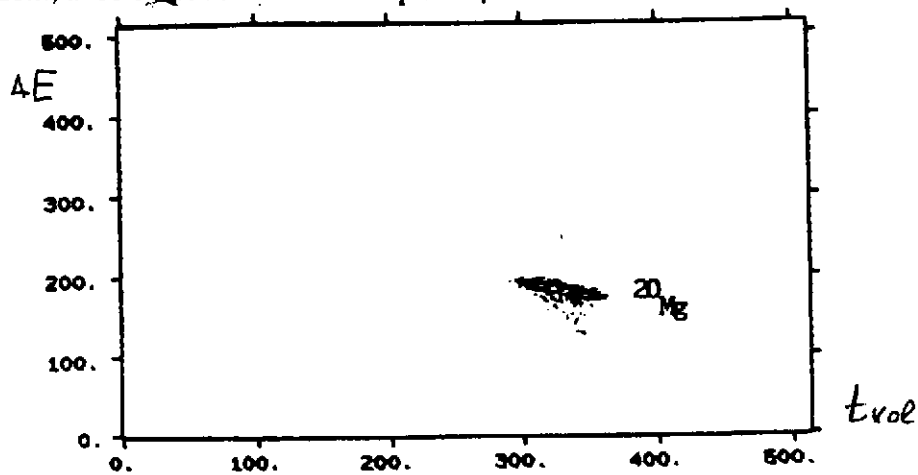
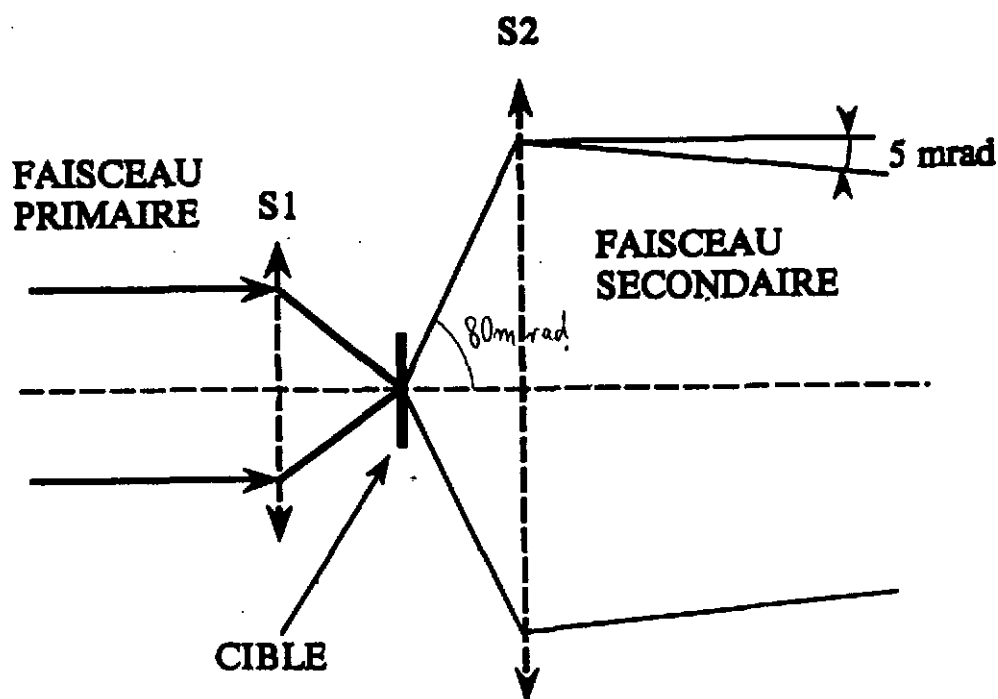


fig. 22: idem, avec dégradeur achromatique et filtre de Wien en plus

Comme autre exemple, nous allons montrer des spectres obtenus par un ensemble assez complexe de spectromètres.

La cible de production est montée dans SISSI, pour préparer un faisceau secondaire de faible émittance mais avec une grande acceptance, permettant d'obtenir une bonne résolution dans la suite tout en ayant une bonne transmission.

Le principe de ce dispositif est illustré sur la fig 23. Les considérations sont très similaires à celles discutées auparavant concernant l'influence du straggling angulaire. Une lentille de focale courte focalise le faisceau primaire sur une très petite tache, environ 0.2mm de rayon. La deuxième lentille, de très courte focale aussi, possède une très grande acceptance angulaire, 80 mrad. La divergence angulaire du faisceau secondaire est essentiellement déterminée par la réaction nucléaire. Dû à la petite dimension de la tache, le produit $\Delta x \Delta \theta = \pi \cdot 0.2 \text{ mm} \cdot 80 \text{ mrad} = 16\pi \text{ mm mrad}$ n'est pas très supérieure à celle d'un faisceau primaire, et le faisceau secondaire peut être transmis par une ligne de transport standard. Les lentilles sont des solénoïdes supraconducteurs.



Ce faisceau est transmis jusqu'au spectromètre LISE, où un stripping permet de purifier le faisceau. Une sélection supplémentaire est obtenue par le spectromètre de masse LISE III. L'ensemble de la ligne de transport est montré sur la fig 24

Les spectres d'identification finaux sont montrés sur la figure 25, quelques événements de ^{100}Sn ont pu être mis en évidence par M. Lewitowicz et al.

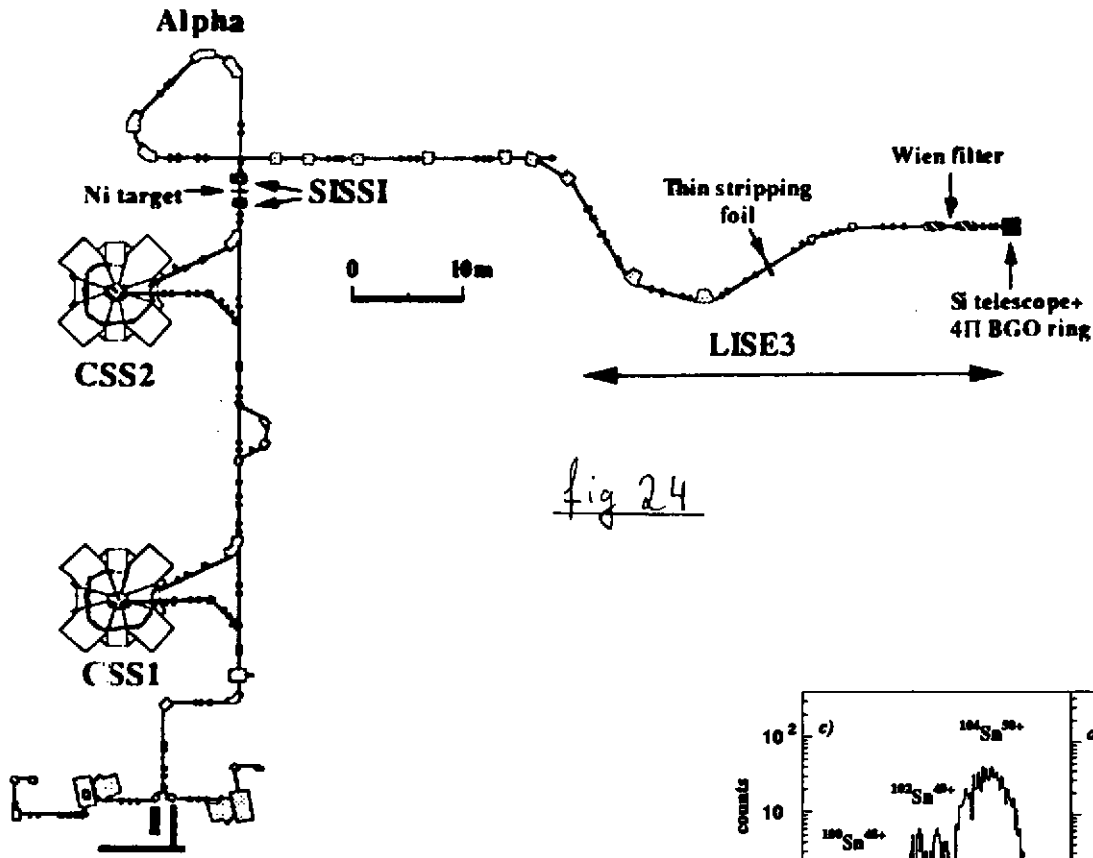
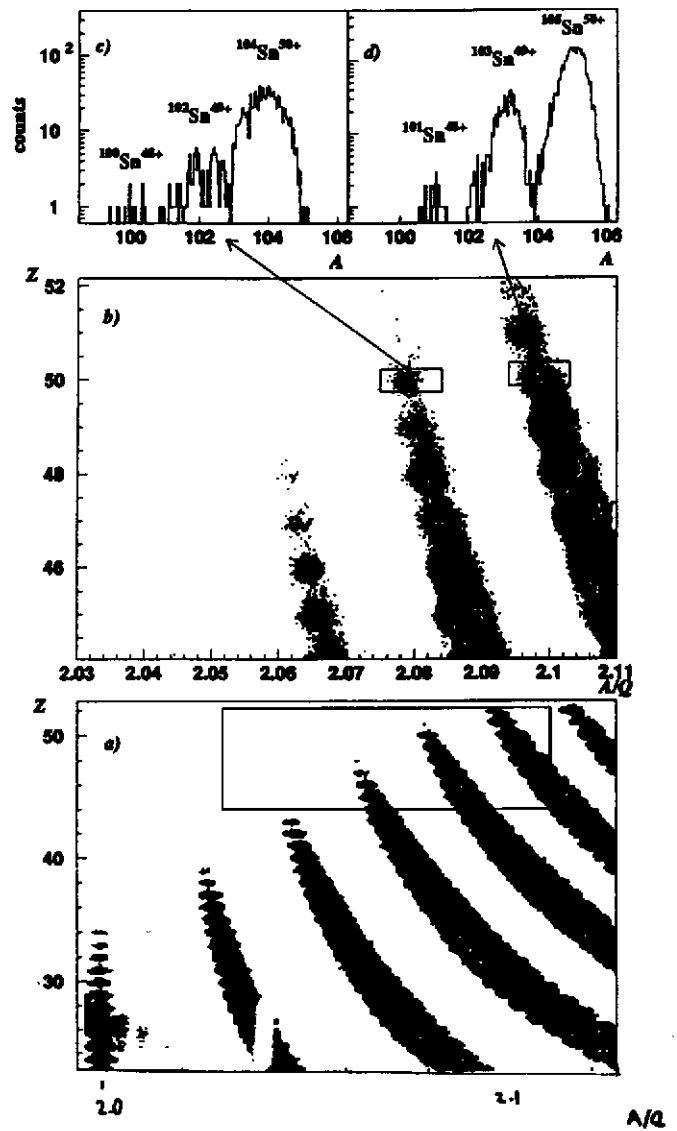


fig 24

fig 25: spectres d'identification au bout de LISE III



Pour conclure ce paragraphe, la table ci-dessous résume les caractéristiques de quelques spectromètres en service actuellement.

	LISE	SPEG	SPEG	RIKEN	GSI	MSCS	LNR	Sissi + α
	FR.	FR.	FR.	JAP.	FRG	USA	DUBNA	FR
	1984	1985	1986	1989	1990	1991	1991	1994
CONFIGURATION	2QD2Q Fd2QD 2QFa(2Q)	2QS2D QFa	L-CHANNEL + SPEG	3QSDSQ Fd2QSD S3QFa3 QFa	3QD2QFd 2QD3QFd 3QD2QFd 2QD3QFa	3QSD2Q Fd3QFd2 QSDSD 3QFa	2D2Cd Fd2Cd 2DFa(2Q)	~ 250 ~ 80
$\Delta\Omega$ (msr)	1.0	4.9	0.1	5.0	0.7-2.5	0.3-4.3	6.4	25
$\Delta p/p$ (%)	± 2.5	± 3.0	± 1.0	± 3.0	± 1.0	± 1.5	± 10	± 0.6
R p/dp	800	10000	2000	2000	8000	3400	4360 (8720)	1000
B \cdot p (T.M)	3.2	2.8	2.8	5.76	5-18	5.4-7.2	4.5	2.88
TAG. (g/cm ²)	~ 0.2	~ 0.2	~ 0.2	≤ 1.0	0.1-10	≤ 1.5	≤ 1.0	~ 0.2
LENGTH	18(24) M.40	13.8	116	21(27)	74	19(22)	14.5(18)	~ 120
MODE	achrom.	DISP.	achr.	achrom.	achrom.	achrom.	achrom.	achrom.

d) autres spectromètres de haute résolution

D'autres méthodes d'analyse et de sélection existent. Nous allons citer ici 3 exemples, tous basés sur la relation simple :

$$\frac{B}{\omega} = \frac{M}{Qe}$$

1) Le cyclotron

Le cyclotron a un champ magnétique de telle forme que, correction relativiste comprise, le temps par tour est indépendant de la vitesse. Pour des petites vitesses, où la correction relativiste est négligeable, ceci serait réalisé par un champ constant. Les nécessités de focalisation impliquent une forme plus complexe des champs. Sans entrer dans les détails, quelques ordres de grandeur. Le temps total de transit t_t est :

$$t_t = n_{\text{tour}} \cdot t_{\text{tour}}$$

n_{tour} : nombre de tours
 t_{tour} : temps/tour

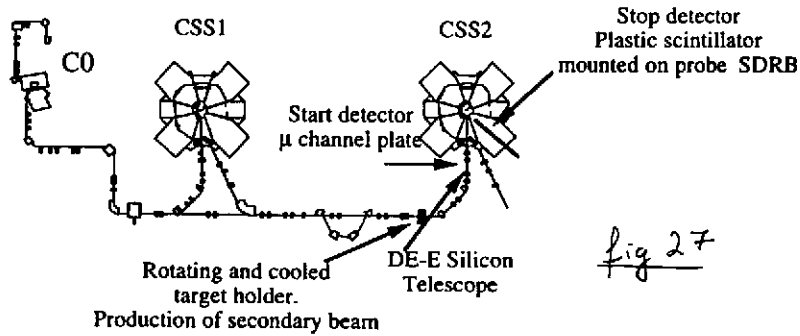
Des ordres de grandeur typiques sont

$$n_{\text{tour}} \sim 400, \quad t_{\text{tour}} \sim 500 \text{ ns}$$

avec une résolution en temps 1 ns, nous avons alors : $\Delta t/t \sim 1 \text{ ns} / 2 \times 10^5 \text{ ns} = 5 \cdot 10^{-6}$.

On peut alors séparer des isobares (même A/Q) en se rappelant que $\Delta t/t = \Delta M/M$.

Le dispositif expérimental schématisé est montré sur la figure 27, et un exemple de purification sur les figures 28 et 29.



Schematic diagram of the three cyclotron complex of GANIL. Indicated are the locations of the target and various detectors used in the present work.

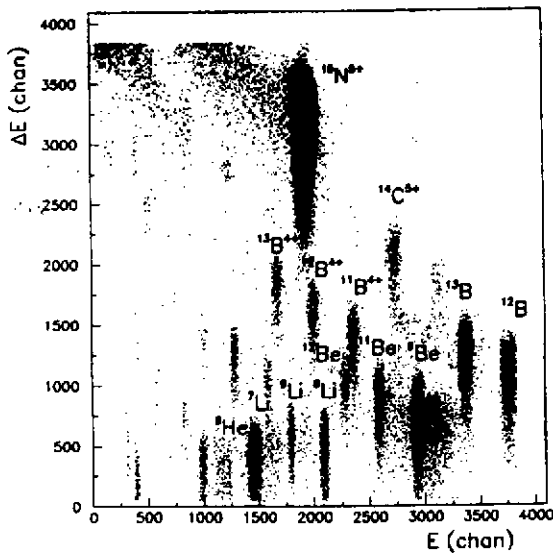


fig 28: identification du faisceau secondaire injecté dans CSS2; noter la dominance de ^{15}N

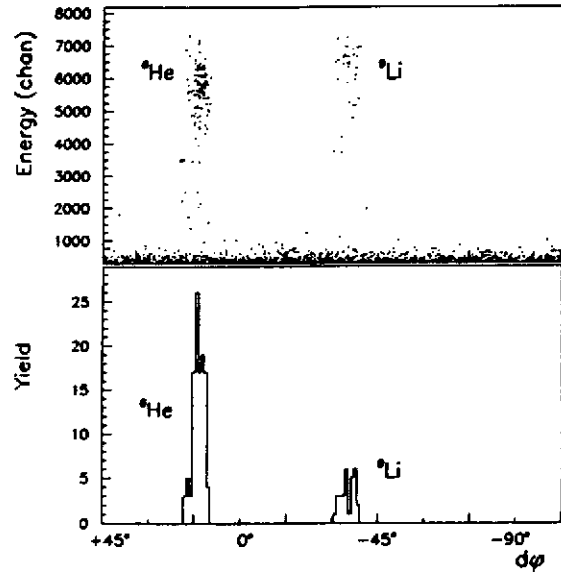


fig 29: identification après accélération à un rayon de 3m. Noter la disparition complète de ^{15}N . La différence de phase entre ^6He et ^9Li est une mesure directe de leur différence de masse.

2) les pièges ioniques

Les pièges ioniques sont un peu des anneaux de stockage des ions à des énergies de l'ordre de quelques eV ou moins, et leur taille se réduit en conséquence à quelques cm^3 . Les ions sont piégés par une combinaison de champs électrique et magnétique (fig 30). Leur mouvement dans un piège Penning obéit de nouveau à la relation $B/\omega = M/(Qe)$, et grâce au petit volume, leur fréquence peut être mesurée avec une très grande précision. Des résolutions supérieures à 10^{-6} ont été obtenues (fig 31)

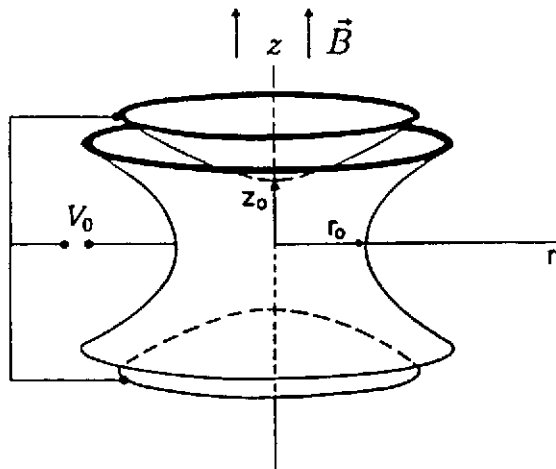


Fig. 30 Quadrupole ion trap. A dc voltage V is applied between the ring electrode and endcap electrodes for axial confinement of the ions. A homogeneous magnetic field in the direction of the symmetry axis (z -direction) serves for radial confinement in the case of a Penning trap and a radio-frequency quadrupole field in the case of the Paul trap.

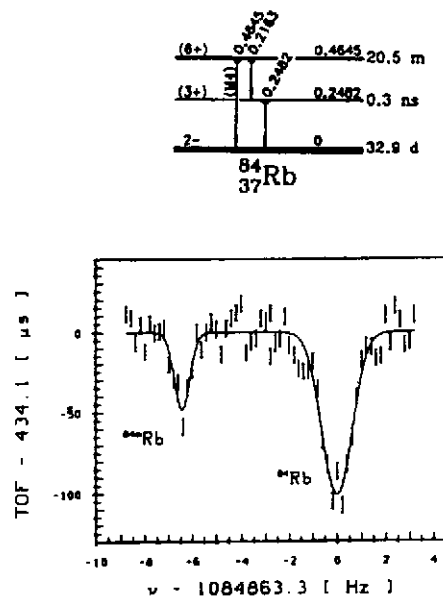


Fig 31 Cyclotron resonances and nuclear level scheme for ^{84}Rb and $^{84\text{m}}\text{Rb}$.

The mass difference determined to be 463(7) keV is in full agreement with the known energy of the isomeric transition.

3) l'anneau de stockage

Un autre dispositif basé sur la même relation $B/\omega = M/(Qe)$ est l'anneau de stockage : les ions d'un faisceau primaire ou secondaire sont injectés dans un anneau. La figure 32 montre l'ensemble accélérateur-spectromètre-anneau de GSI. L'injection est limitée par l'acceptance de l'anneau (ϵ_{anneau}) et chaque tour ne peut coïncider avec l'espace déjà occupé par un autre tour. Ceci est une autre manifestation du théorème de Liouville. Donc le nombre de tours maximal d'une **injection multitour** n_i est donné par le rapport $n_i = \epsilon_{\text{anneau}}/\epsilon_{\text{injecté}}$. Une fois l'espace de phase rempli on arrête l'injection, et avec un vide

très poussé, les ions peuvent circuler en principe pour toujours dans cet anneau. On peut les "refroidir" soit par refroidissement "stochastique" (une déviation du moment longitudinal ou transversal du moment nominal d'un ensemble de particules est détectée et corrigée plus loin sur l'anneau par une petite accélération ou décélération) ou par **électrons** (un faisceau intense d'électrons de la vitesse nominale des ions "voyage" avec les ions sur un bout de l'anneau, qui diffusent sur les électrons si leur vitesse longitudinale ou transversale est différente de celle des électrons et transfèrent par diffusion coulombienne la différence de moment aux électrons, qui sont renouvelés continuellement). De cette façon, l'émittance du faisceau peut être réduite de plusieurs ordres de grandeur (10^{-2} - 10^{-3} par exemple). Après refroidissement, on peut injecter de nouveau dans l'espace de phase devenu disponible ("stacking"). Le refroidissement permet aussi d'allonger le temps de vie du faisceau dont l'émittance augmenterait avec le temps dû à la diffusion sur le gaz résiduel dans l'anneau. Un spectre de "Schottky", correspondant à l'analyse Fourier du signal induit dans un capteur par les ions qui circulent dans l'anneau, est montré sur la figure 33.

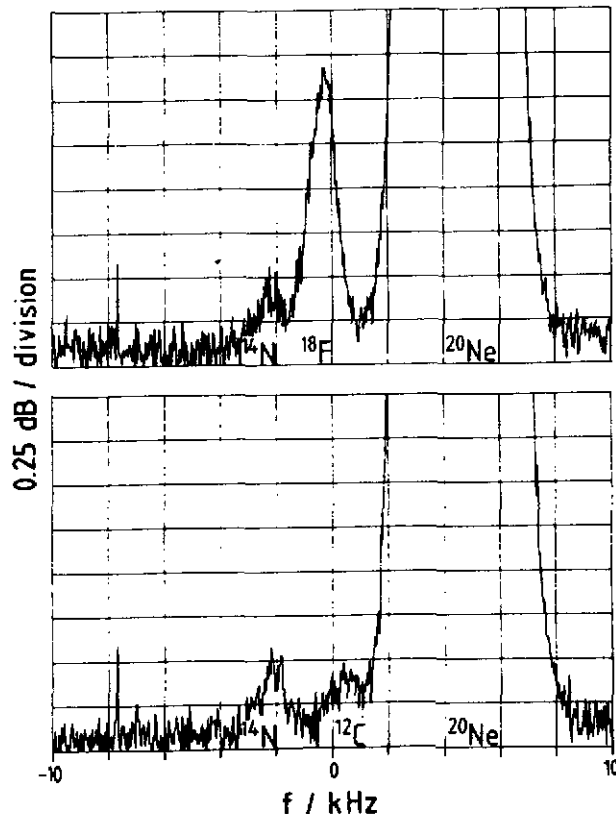
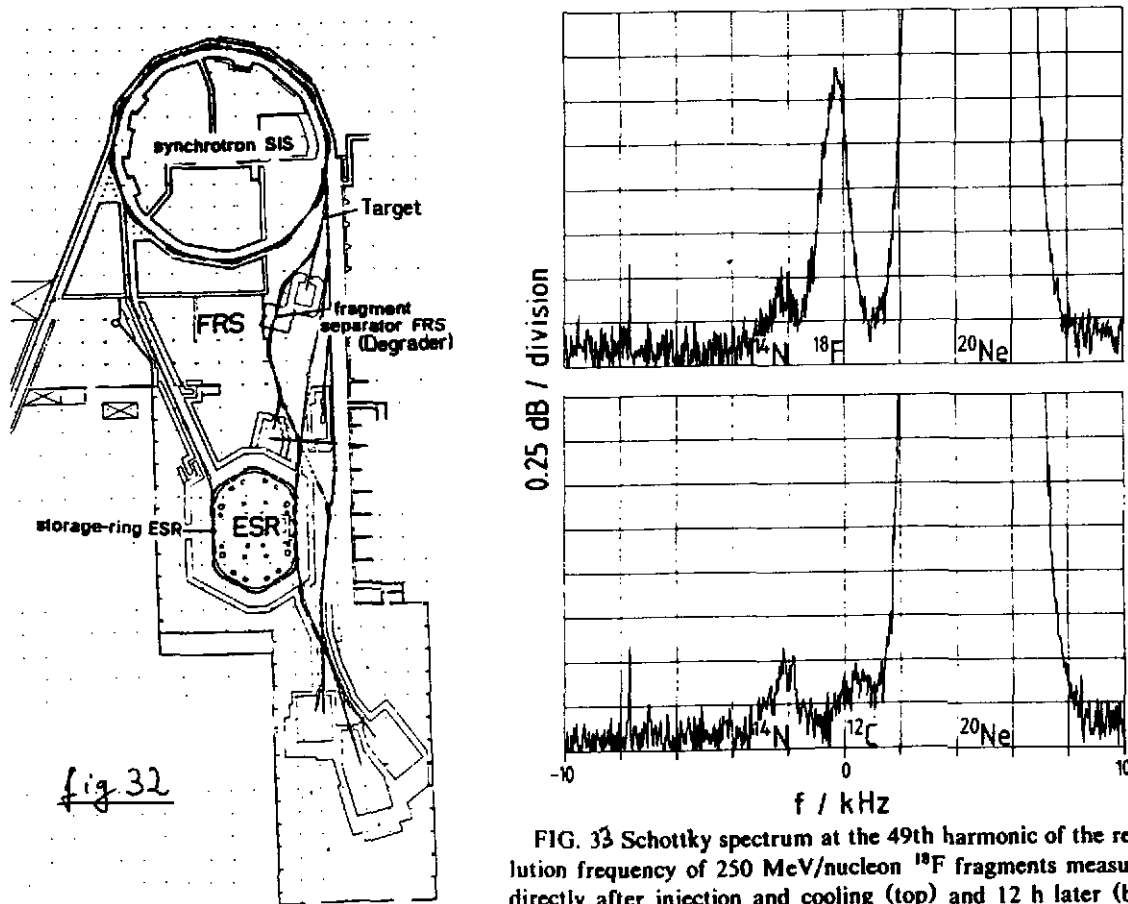


FIG. 33 Schottky spectrum at the 49th harmonic of the revolution frequency of 250 MeV/nucleon ^{18}F fragments measured directly after injection and cooling (top) and 12 h later (bottom). The maximum of the ^{18}F frequency distribution was at 83 293 kHz.

IV.Limitation de résolution par des aberrations

Jusqu'à maintenant, nous avons discuté seulement les effets du 1er ordre. Quand on veut des grandes acceptances et une haute résolution, des **aberrations** d'ordre supérieur deviennent importantes. Du point de vue formel, ceci correspond au terme d'ordre supérieur dans la série de Taylor avec au deuxième ordre des termes croisés dépendant de $\theta^2, \theta\delta, \theta\phi$, etc... et similaire pour les ordres plus élevés. On voit tout de suite que la complexité augmente, au lieu d'avoir une matrice 6×6 au 1er ordre, il y a 6 matrices 6×6 pour le 2ème ordre, 36 matrices 6×6 au 3ème ordre, etc.. A titre d'exemple, nous allons illustrer **une aberration géométrique** dans l'exemple du spectromètre π (voir chapitre , fig7).

Pour $x_0=0, \delta=0$ un calcul simple montre (voir figure 7)

$$x_f = 2g(\cos\theta - 1) = -g\theta^2$$

Dans la matrice x_f, θ_f cette dépendance produit une forme parabolique (figure 34) caractéristique pour ce terme $(x/\theta^2) = -\rho$.

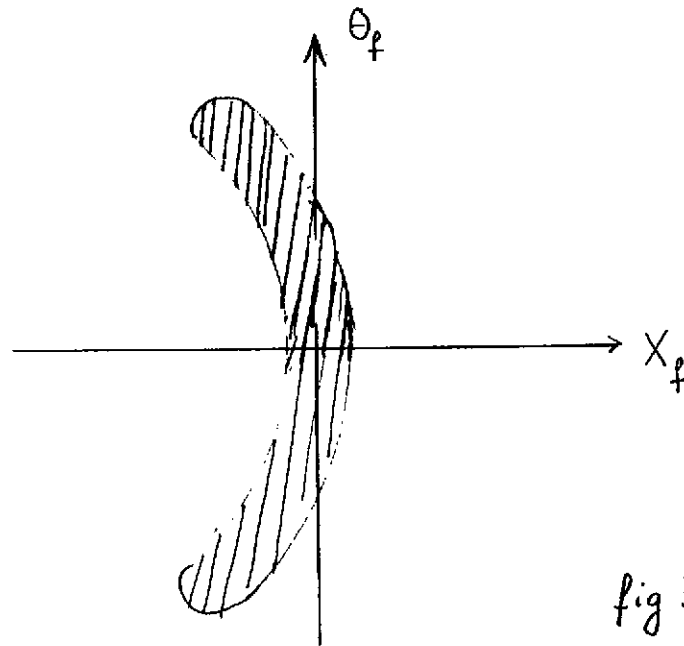


fig 34

fig 34:aberration géométrique

Un élargissement de la tache en x résulte si l'angle θ n'est pas mesuré. A titre d'exemple, prenons $\theta_{\max} = \pm 35$ mrad, la dispersion étant $(x/\delta) = 2\rho$, on trouve que la résolution est limitée à :

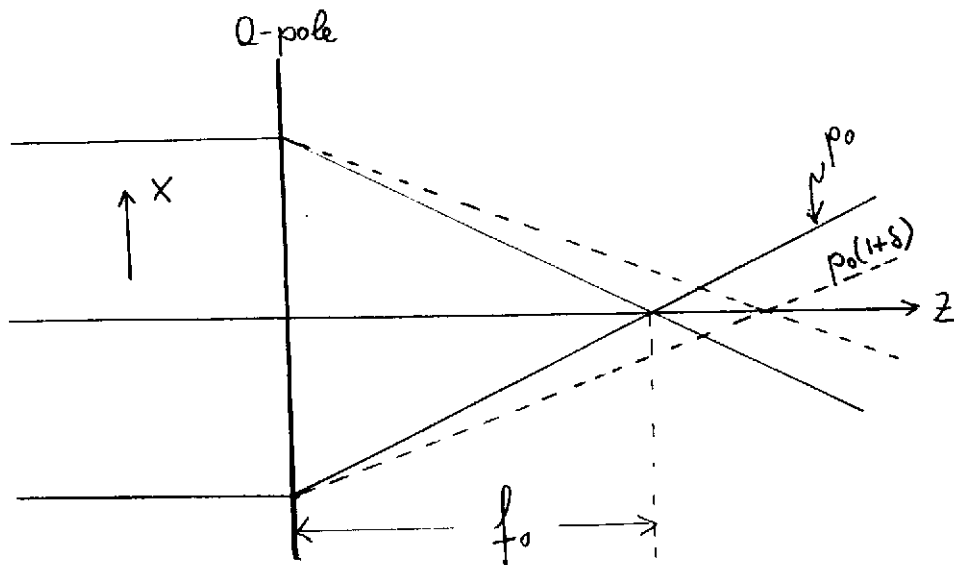
$$r = dx/(x/\delta) = (35 \cdot 10^{-3})^2 / 2 = 0.6 \cdot 10^{-3}$$

Un autre exemple est l'aberration chromatique d'un Q-pôle. Dans le chapitre II, nous avons obtenu pour la longueur focale f d'un Q-pôle:

$$f = \frac{MvR}{eQBL} = \frac{m v_0 R}{e Q B L} (1 + \delta) \stackrel{\text{def}}{=} f_0 (1 + \delta)$$

La longueur focale est proportionnelle au moment, plus l'énergie augmente, plus la focale s'éloigne. Considérons une focale pour $\delta=0$; dans ce cas nous avons (voir figure 35), pour un faisceau parfaitement parallèle avant la lentille

$$x = -(f - f_0) \theta_f = -f_0 \cdot \theta_f \cdot \delta = \left(\frac{x}{\theta \delta}\right) \theta \delta$$



La focale pour des moments plus grands est plus loin. Ce terme $x/\theta \delta$ est assez grand : pour avoir un ordre de grandeur mettons

$$\delta = 5 \times 10^{-2}$$

$$\theta_f = 35 \text{ mrad}$$

$$f_0 = 2 \text{ m}$$

$$\rightarrow |x| = \left| \left(\frac{x}{\theta \delta}\right) \cdot \theta \delta \right| = 2 \text{ m} \cdot 35 \cdot 10^{-3} \cdot 5 \cdot 10^{-2} = 3.5 \text{ mm}$$

Dans une région dispersive (après un spectromètre, $\frac{x}{\delta} \neq 0$) ce terme implique une inclinaison de la focale.

Deux méthodes peuvent être adoptées pour éliminer ou diminuer l'effet de ces aberrations :

1) Correction par des éléments électromagnétiques d'ordres plus élevés. Il s'agit ici de sextupoles, faces courbes des aimants, etc.... Notons qu'il faut partir d'un ensemble qui au 1er ordre a déjà des petites aberrations. La symétrie de l'ensemble joue un rôle important: un spectromètre en "S" comme le FRS-GSI est antisymétrique, un spectromètre comme SPEG-Ganil symétrique, ce qui a des conséquences très différentes pour les aberrations. Dû au grand nombre des termes, en général une correction d'un terme va en introduire un autre. Ceci est appelé la solution "**hardware**".

2) Comme montré sur la figure 34 pour le terme $\frac{x}{\theta}$, si nous mesurons l'angle θ nous pouvons éliminer les aberrations en fonction de θ^2 de la mesure de x . Ceci est appelé la solution "**software**". Ce qui nous intéresse dans l'étude d'une réaction nucléaire, sont les paramètres décrivant les particules avant l'appareil \vec{x}_i . Formellement nous pouvons écrire :

$$\vec{x}_f = M(\vec{x}_i) \vec{x}_i$$

où M est la matrice exacte à tous les ordres qui donne la relation entre l'objet et l'image. Nous pouvons faire une série de Taylor de cette matrice M

$$M = R + M_1 + \dots$$

et obtenir par itération $\vec{x}_i^{(0)} = R^{-1} \vec{x}_f$

$$\vec{x}_i^{(1)} = R^{-1} \vec{x}_f - R^{-1} M_1(\vec{x}_i^{(0)}) \vec{x}_i^{(0)}$$

M_1 , par construction, dépend seulement linéairement de \vec{x}_i , etc.

Deux observations par rapport à cette solution "soft".

a) Il faut des mesures précises de tous les paramètres intervenant d'une façon couplée dans l'inversion. Notons ici aussi un autre point important: nous avons vu que la résolution des spectromètres est limitée par l'émittance du faisceau. Une mesure des coordonnées au début (par exemple avant la cible) et à la fin (par exemple sur la focale) de l'appareillage permet de réduire éventuellement cette émittance: elle ne dépendra que de la résolution des détecteurs. Supposons par exemple une mesure de la position et de l'angle avec une résolution (demi-largeur) de 0.1mm et 1mrad respectivement. L'émittance définie ainsi est donc $\epsilon = 0.1 \pi$ mm mrad, très bonne par rapport à celle d'un faisceau standard. Mais il faut que la perturbation introduite par les détecteurs sur les trajectoires des particules soient inférieures à cette valeur, ce qui est souvent difficile ou impossible.

b) Une correction "soft" ne résoud pas la fonction de filtre de l'appareillage (exemple : suppression de la diffusion élastique par rapport à la diffusion inélastique).

Les figures 36,37 qui suivent montrent un exemple de correction "soft" obtenue par le programme ABER (J.M. Casandjian) pour SPEG. Une écumoire au voisinage de la cible définit une grille régulière en θ_x, θ_y . Les images de cette écumoire sont observées sur la focale de SPEG pour différents moments et sont montrés sur la figure 36. Après une correction "soft" dont les termes sont sur la figure 37, la grille initiale est presque parfaitement restituée. Notons que de termes jusqu'au 5ème ordre interviennent.

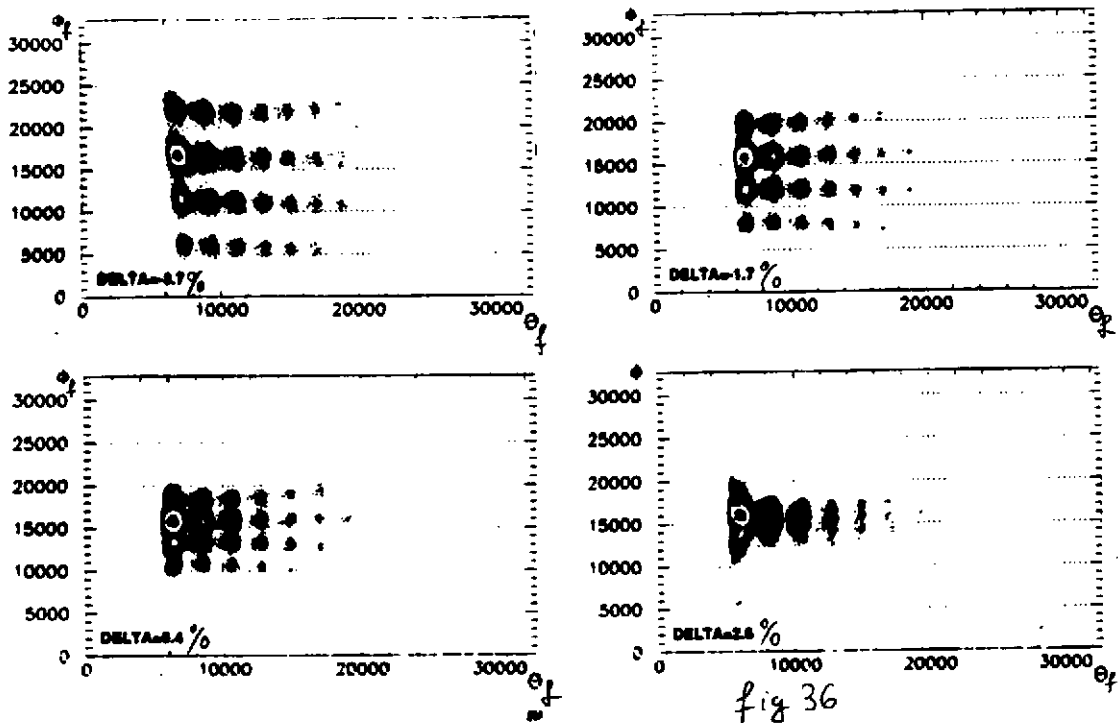


fig 36

$$\begin{aligned}
 x_i &= (x/\theta)_0 + (x/\theta)_1 + (x/\theta^2)_0 + (x/\theta^2)_1 + (x/\theta^3)_0 + (x/\theta^3)_1 + (x/\theta^4)_0 + (x/\theta^4)_1 \\
 \theta_i &= (\theta/\theta)_0 + (\theta/\theta)_1 + (\theta/\theta^2)_0 + (\theta/\theta^2)_1 + (\theta/\theta^3)_0 + (\theta/\theta^3)_1 + (\theta/\theta^4)_0 + (\theta/\theta^4)_1 \\
 y_i &= (y/\theta)_0 + (y/\theta)_1 + (y/\theta^2)_0 + (y/\theta^2)_1 + (y/\theta^3)_0 + (y/\theta^3)_1 + (y/\theta^4)_0 + (y/\theta^4)_1 + (y/\theta^5)_0 + (y/\theta^5)_1 \\
 &\quad + (y/\theta^6)_0 + (y/\theta^6)_1 \\
 \phi_i &= (\phi/\theta)_0 + (\phi/\theta)_1 + (\phi/\theta^2)_0 + (\phi/\theta^2)_1 + (\phi/\theta^3)_0 + (\phi/\theta^3)_1 + (\phi/\theta^4)_0 + (\phi/\theta^4)_1 + (\phi/\theta^5)_0 + (\phi/\theta^5)_1 \\
 &\quad + (\phi/\theta^6)_0 + (\phi/\theta^6)_1 + (\phi/\theta^7)_0 + (\phi/\theta^7)_1
 \end{aligned}$$

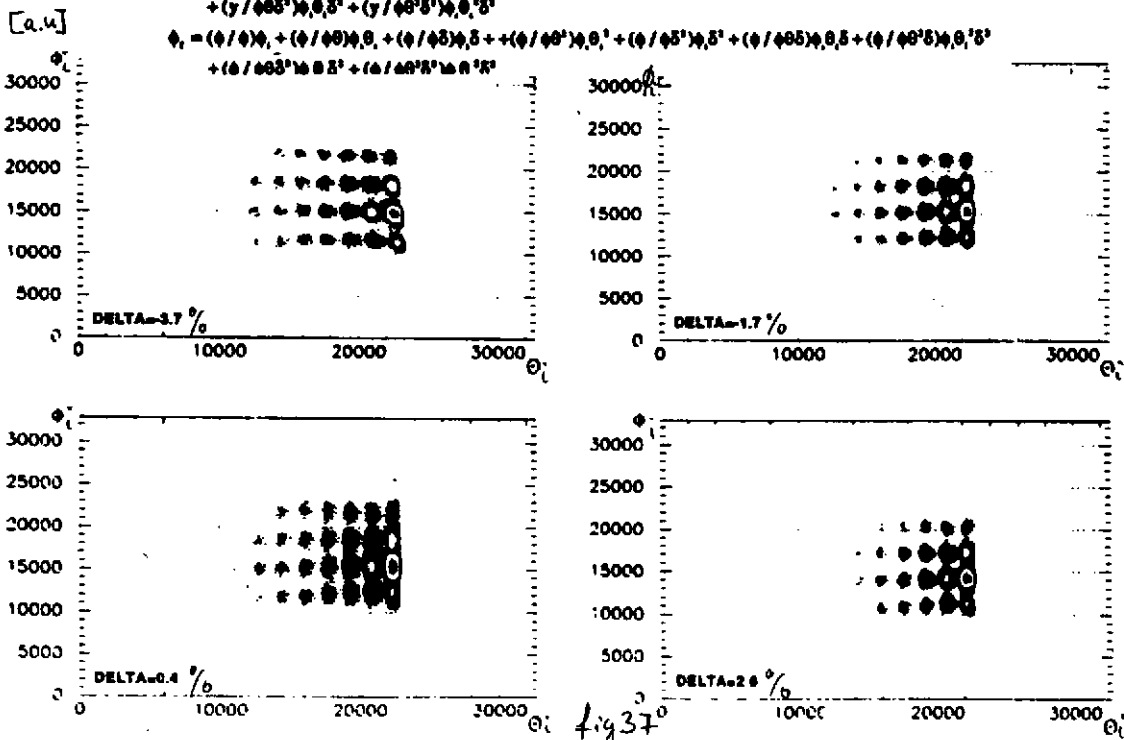


fig 37

V. Références

À la place d'une conclusion, voici quelques références pour ceux qui veulent approfondir les sujets abordés dans les pages précédentes.

En ce qui concerne le **formalisme de calcul de transport de particules chargées** il n'y a pas (à ma connaissance) une référence de base facile d'accès. Une bonne introduction au sujet est contenue dans: Ensembles de détection magnétique du Laboratoire National Saturne, cycle de séminaires, Saclay 1980, LNS.

Plus facile à se procurer, et en même temps indispensable pour tous ceux qui veulent effectuer eux-mêmes des calculs est le mode d'emploi du programme TRANSPORT, note CERN 80-04 (K.L.Brown, D.C.Carey, Ch.Iselin et F.Rothacker). Il contient des chapitres d'introduction. Pour ceux possédant des calculateurs VAX, il existe INTRAN, " a userfriendly interface to transport", développé à TRIUMF(C.Kost). Ces programmes traitent le transport de particules avec des termes jusqu'au 3ème ordre.

Pour une solution numérique des équations de mouvement dans des champs, sans passer par les approximations de l'approche matricielle, on calcule les **trajectoires** dans les champs construits analytiquement ou mesurés. Ce type d'étude vient en général après une étude matricielle, et le but est souvent de vérifier les aberrations à tous les ordres dans des champs aussi réalistes que possible. Le programme le plus facilement accessible et très performant est ZGOUBI. On peut contacter F.Méot au LNS-Saclay pour des plus amples renseignements.

Les spectromètres de haute résolution sont traités par exemple dans: " Workshop on High-Resolution, Large Acceptance Spectrometers.", Argonne National Laboratory, 1981, note ANL/PHY-81-2; Proceedings of the International Symposium on Heavy Ion Research with Magnetic Spectrometers, East Lansing 1989, NSCL, MSU, ed. N.Anantaraman et B.Sherrill.

La méthode du dégradeur achromatique est traitée en détail dans J.P.Dufour et al., NIM A248(1986)267. La méthode du remplissage de spectromètres par un gaz comme moyen de séparation, essentiellement applicable à basse énergie, qui n' a pas été exposée ici, est décrite par C.B.Fulmer et al, Phys.Rev.109(1958)94.

Des articles sur les pièges ioniques se trouvent dans "Proceedings of the 12th International Conference on Electromagnetic Isotope Separators and Techniques Related to their Applications (EMIS-12), Sendai, Japon, 1991, NIM in Physics Research B70(1992)1-602, et en particulier les contributions de K.J. Kluge et al, page 473, et de R.B.Moore et al, page 482. Ce volume contient beaucoup d'autres renseignements sur des équipements et évolutions récents, en particulier sur le FRS-GSI, LISE-Ganil, le RIPS-Riken etc. Des renseignements sur l'anneau de stockage de GSI et son utilisation avec refroidissement se trouvent dans H.Geissel et al, Phys.Rev. Lett.68(1992)3412.

Une revue récente sur les techniques de refroidissement peut être trouvée dans "Workshop on Beam Cooling and Related Topics", Montreux, Suisse, ed.J.Bosser, note CERN 94-03.

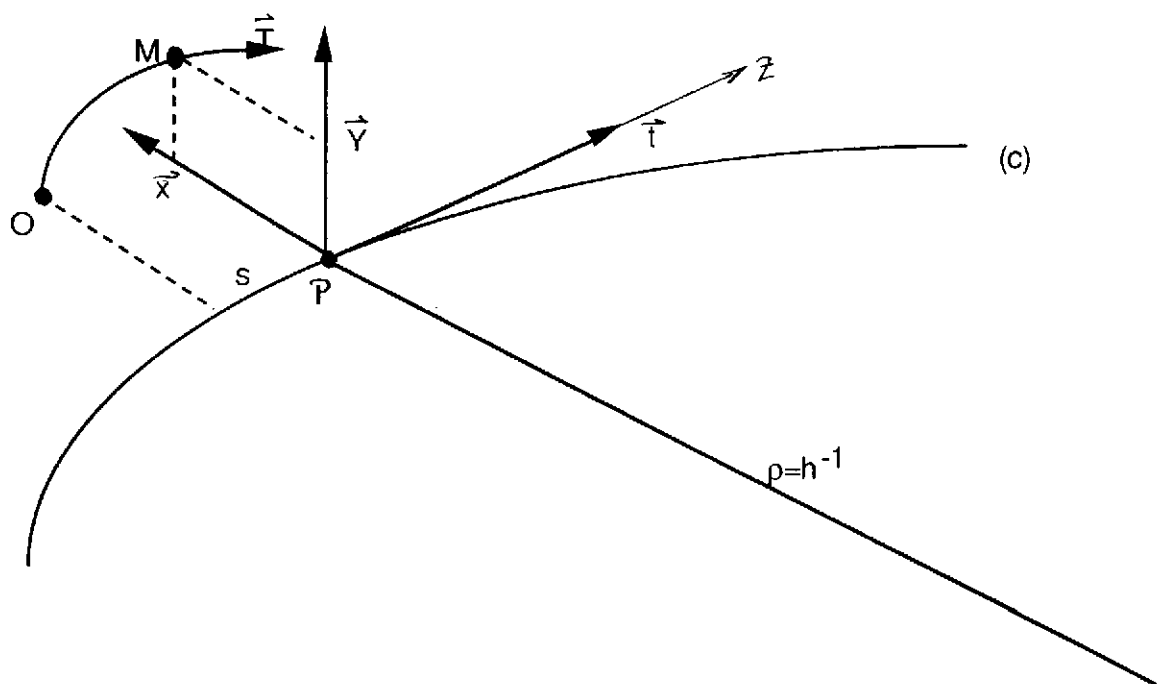
Un article récent sur le problème de correction des aberrations par "software" est M.Berz et al., Phys.Rev. C 47(1993)537, et par "hardware" W.Mittig et al., NIM A 334(1993)557. Dans la plupart des descriptions de spectromètres cette problématique est traitée et les comptes rendus des conférences EMIS sont une bonne source d'information.

Annexe : Optique au second ordre dans les prismes magnétiques

(extrait du cours de R.A.Beck à l'INSTN-Saclay 1970)

A1. Equation du mouvement

soit une courbe de référence (c) pour l'instant quelconque et un point O fixe par rapport à (c). Soit (voir fig A1) :



$\vec{M} = \vec{OM}$ = vecteur de position d'une particule ponctuelle M de charge e et de quantité de mouvement p,

$S = \vec{OM}$ = longueur de l'arc de trajectoire décrit depuis le point O,

$d\vec{M}/dS = \vec{T}$ = vecteur limité tangent en M à la trajectoire.

En désignant le temps par τ on a :

$\vec{v} = d\vec{M}/d\tau = \vec{T} dS/d\tau = v\vec{T}$ = vitesse de M

$\vec{p} = p\vec{T}$ = quantité de mouvement de la particule.

L'équation fondamentale de la dynamique *

$$\frac{d\vec{p}}{d\tau} = e\vec{v} \wedge \vec{B}$$

s'écrit en faisant le changement de variable $dS = v d\tau$

$$\frac{d}{dS} (p\vec{T}) = e \vec{T} \wedge \vec{B}$$

Cette équation montre que $dp/dS = 0$ puisque $\vec{T} (d\vec{T}/dS) = 0$. Donc $p = \text{cte}$.

c'est-à-dire un champ magnétique statique ne travaille pas. Il reste donc

$$p \frac{d\vec{T}}{dS} = e (\vec{T} \wedge \vec{B})$$

Soit P la projection de M sur (C) et s l'abscisse curviligne de P sur (e) comptée à partir de la projection de O sur (C). Calculons \vec{T} et $d\vec{T}/dS$ en fonction de \vec{M} , S et de leurs dérivées par rapport à s.

$$\vec{\tau} = \frac{d\vec{M}}{dS} = \frac{d\vec{M}}{ds} \frac{ds}{dS} = \frac{\vec{M}'}{S'}$$

$$\frac{d\vec{\tau}}{dS} = \frac{1}{S'} \frac{d}{ds} \frac{\vec{M}'}{S'} = \frac{1}{(S')^2} (\vec{M}'' - \frac{S'' \vec{M}'}{S'}) = \frac{1}{(S')^2} \left[\vec{M}'' - \frac{1}{2} \frac{\vec{M}'}{(S')^2} \frac{d}{ds} (S')^2 \right]$$

Ainsi l'équation du mouvement peut s'écrire :

$$\vec{M}'' - \frac{1}{2} \frac{\vec{M}'}{(S')^2} \frac{d}{ds} (S')^2 = \frac{e}{p} S' (\vec{M}' \wedge \vec{B})$$

Considérons le trièdre orthonomé direct $P\vec{x}\vec{y}\vec{t}$ tel que $\vec{t} = d\vec{P}/ds$ et \vec{x} = normale unité dirigée vers le côté convexe de (c)

Supposons que le référence (c) soit une courbe plane. Dans ce cas on a :

$$\frac{d\vec{t}}{ds} = -\frac{\vec{x}}{\rho}$$

$$\frac{d\vec{x}}{ds} = \frac{\vec{t}}{\rho}$$

$$\frac{d\vec{y}}{ds} = 0$$

où ρ = rayon de courbure de (c). On pose $h = \rho^{-1}$.

Le vecteur de position de M s'écrit alors :

$$\vec{M} = \vec{P} + x \vec{x} + y \vec{y}$$

d'où

* Par un abus de langage l'induction magnétique \vec{B} est généralement appelé champ magnétique par les opticiens corpusculaires.

$$d\vec{M} = x d\vec{x} + \vec{y} dy + \dot{t} (1+hx) ds$$

Calculons les termes \vec{M}' , \vec{M}'' , $(S')^2$ et $\frac{1}{2} \frac{d}{ds} (S')^2$ qui interviennent dans l'équation du mouvement ; on a d'une part :

$$(S')^2 = x'^2 + y'^2 + (1+hx)^2$$

$$\frac{1}{2} \frac{d}{ds} (S')^2 = x' x'' + y' y'' + (1+hx) (hx' + h'x)$$

et d'autre part

$$\vec{M}' = x' \vec{x} + y' \vec{y} + (1+hx) \dot{t}$$

$$\vec{M}'' = [x'' - (1+hx) h] \vec{x} + y'' \vec{y} + (2h x' + h' x) \dot{t}$$

L'équation du mouvement s'écrit alors :

$$\left\{ [x'' - h(1+hx)] - \frac{x'}{(S')^2} [x'x'' + y'y'' + (1+hx)(hx' + h'x)] \right\} \vec{x}$$

$$+ \left\{ y'' - \frac{y'}{(S')^2} [x'x'' + y'y'' + (1+hx)(hx' + h'x)] \right\} \vec{y}$$

$$+ \left\{ [2hx' + h'x] - \frac{1+hx}{(S')^2} [x'x'' + y'y'' + (1+hx)(hx' + h'x)] \right\} \dot{t}$$

$$= \frac{e}{p} S' \left\{ [y' B_x - (1+hx) B_y] \vec{x} + [(1+hx) B_x - x' B_s] \vec{y} + [x' B_y - y' B_x] \dot{t} \right\}$$

Cette forme est valable à tous les ordres ; elle suppose seulement que la référence (c) est ferme. D'après l'équation ci-dessus, cette référence $x = 0$, $y = 0$ est d'ailleurs trajectoire pour une particule de quantité de mouvement p_0 si :

$$h(s) = \frac{e}{p_0} B_y(0,0,s) = h_0(s)$$

$$B_x(0,0,s) = 0^*$$

En effet, seule la composante B_s ne sollicite pas une particule se déplaçant sur la référence.

Au second ordre en x et y et leurs dérivées on obtient en projection sur \vec{x} et \vec{y} :

$$x'' - h(1+hx) - x'(hx' + h'x) = \frac{e}{p} S' [y' B_x - (1+hx) B_y]$$

$$y'' - z'(hx' + h'x) = \frac{e}{p} S' [(1+hx) B_x - x' B_s]$$

A2. Développement du champ magnétique statique à plan d'antisymétrie

* D'après ce qui suit, cette condition est réalisée lorsque le champ possède un plan d'antisymétrie.

Un champ magnétique statique dérive d'un potentiel scalaire ϕ qui vérifie $\Delta\phi = 0$ dans toute région de l'espace qui n'est pas parcourue par un courant, en particulier par le faisceau ($j=0$). En effet :

$$\text{rot } \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \Rightarrow \vec{B} = \text{grad } \phi \quad \text{puisque } \text{rot grad} = 0$$

$$\text{div } \vec{B} = 0 \Rightarrow \Delta\phi = 0 \quad \text{puisque } \Delta = \text{div grad}$$

Dans la pratique on suppose que cette hypothèse est réalisée, étant donné que le champ de charge d'espace est très petit par rapport au champ principal. Aussi les considérations sur le champ qui suivent ne concernent-elles que le champ principal

Nous supposons que le plan $y = 0$ contenant la courbe de référence (c) est un plan d'antisymétrie pour le champ, c'est à dire :

$$B_x(x, y, s) = -B_x(x, y, s)$$

$$B_y(\quad) = B_y(\quad)$$

$$B_s(\quad) = -B_s(\quad)$$

Il en résulte en particulier que le champ $\vec{B}(x, 0, s)$ dans le plan d'antisymétrie est normal à ce plan, de sorte que toute trajectoire, dont les conditions initiales sont dans ce plan, y reste ultérieurement.

Posons donc :

$$\phi(x, y, s) = \left(A_{10} + A_{11}x + A_{12}\frac{x^2}{2!} + A_{13}\frac{x^3}{3!} + \dots \right) y + \left(A_{30} + A_{31}x + A_{32}\frac{x^2}{2!} + \dots \right) \frac{y^3}{3!} + \dots$$

$$= \sum_{m=0}^{\alpha} \sum_{n=0}^{\alpha} A_{2n+1, n} \frac{x^n}{n!} \frac{y^{2m+1}}{(2m+1)!}$$

En écrivant que cette expression est solution de :

$$\Delta\phi = \frac{1}{1+hx} \frac{\partial}{\partial x} \left[(1+hx) \frac{\partial\phi}{\partial x} \right] + \frac{\partial^2\phi}{\partial y^2} + \frac{1}{1+hx} \frac{\partial}{\partial s} \left[\frac{1}{1+hx} \frac{\partial\phi}{\partial s} \right] = 0$$

On obtient la formule de récurrence sur les coefficients :

$$\begin{aligned} -A_{2m+3, n} &= A''_{2m+1, n} + nhA''_{2m+1, n-1} - nh'A'_{2m+1, n-1} + A_{2m+1, n+2} \\ &+ (3n+1)hA_{2m+1, n+1} + n(3n-1)h^2A_{2m+1, n} + n(n-1)^2h^3A_{2m+1, n-1} \end{aligned}$$

$$+ 3nhA_{2m+3,n-1} + 3n(n-1)h^3 A_{2m+3,n-2} + n(n-1)(n-2)h^3 A_{2m+3,n-3}$$

où les coefficients ayant un ou les deux indices négatifs sont nuls.

Il est ainsi possible d'exprimer tous les coefficients $A_{2m+1,n}$ en fonction des $A_{1,n}$ qui caractérisent le champ dans le plan d'antisymétrie :

$$B_x(x,0,s) = 0$$

$$B_y(x,0,s) = A_{10} + A_{11}x + A_{12}\frac{x^2}{2!} + \dots = (B_y)_0 + \left(\frac{\partial B_y}{\partial x}\right)_0 x + \left(\frac{\partial^2 B_y}{\partial x^2}\right)_0 \frac{x^2}{2!} + \dots$$

$$B_s(x,0,s) = 0$$

puisque :

$$A_{1,n}(s) = \left(\frac{\partial^n B_y}{\partial x^n}\right)_0$$

L'indice 0 signifie : $x = 0, y = 0$. Les composantes successives sont respectivement appelées composantes dipolaire, quadrupolaire, hexapolaire, octupolaire, etc.

La connaissance du champ $\vec{B}(x,0,s)$ dans le plan d'antisymétrie suffit donc pour déterminer le champ dans tout l'espace :

$$B_x = \frac{\partial \phi}{\partial x} = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} A_{2m+1,n+1} \frac{x^n}{n!} \frac{y^{2m+1}}{(2m+1)!}$$

$$B_y = \frac{\partial \phi}{\partial y} = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} A_{2m+1,n} \frac{x^n}{n!} \frac{y^{2m}}{(2m)!}$$

$$B_s = \frac{1}{1+hx} \frac{\partial \phi}{\partial s} = \frac{1}{1+hx} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} A'_{2m+1,n} \frac{x^n}{n!} \frac{y^{2m+1}}{(2m+1)!}$$

Explicitons les coefficients jusqu'au 4ème degré en x et y :

$$A_{30} = A''_{10} - A_{12} - h A_{11}$$

$$A_{31} = -A''_{11} + 2h A''_{10} + h' A'_{10} - A_{13} - h A_{12} + h^2 A_{11}$$

$$A_{32} = -A''_{12} + 4h A''_{11} + 2h' A'_{11} - 6h^2 A''_{10} - 6hh' A'_{10} - A_{14} - h A_{13} + 2h^2 A_{22} - 2h^3 A_{11}$$

$$A_{33} = -A''_{13} + 6h A''_{12} + 3h' A'_{12} - 18h^2 A''_{11} - 18hh' A'_{11} + 24h^3 A''_{10} + 36h^2 h' A'_{10}$$

$$- A_{15} - h A_{14} + 3h^2 A_{13} - 6h^3 A_{12} + 6h^4 A_{11}$$

Dans le cas particulier d'un champ à symétrie de révolution autour d'un axe perpendiculaire au plan d'antisymétrie on peut choisir une courbe de référence circulaire centrée sur cet axe. Dans ce cas, par rapport à la variable s :

$$h(s) = \text{cte} \quad \text{et} \quad A_{1,n}(s) = \text{cte}$$

de sorte que :

$$A_{2m+1,n}(s) = \text{cte}$$

2.1. Développement au second ordre du champ magnétique statique à plan d'antisymétrie

Au second ordre on a donc :

$$\varphi(x,y,s) = \left(A_{10} + A_{11}x + \frac{1}{2!} A_{12}x^2 + \dots \right) y + \frac{1}{3!} (A_{30} + \dots) y^3 + \dots$$

avec

$$A_{30}(s) = - (A''_{10} + h A_{11} + A_{12})$$

et :

$$B_x = A_{11}y + A_{12}xy + \dots$$

$$B_y = A_{10} + A_{11}x + \frac{1}{2!} A_{12}x^2 + \frac{1}{2!} A_{30}y^2 + \dots$$

$$B_s = \frac{1}{1+hx} [A'_{10}y + A'_{11}xy + \dots]$$

En introduisant des quantités sans dimension pour caractériser les composantes du champ dans le plan d'antisymétrie, il vient :

$$B_y(x,0,s) = B_y(0,0,1) [1 - n(s)h(s)x + \beta(s)h^2(s)x^2 + \gamma(s)h^3(s)x^3 + \dots]$$

avec

$$n(s) = - \left[\frac{1}{h B_y} \left(\frac{\partial B_y}{\partial x} \right) \right]_0$$

$$\beta(s) = \left[\frac{1}{2! h^2 B_y} \left(\frac{\partial^2 B_y}{\partial x^2} \right) \right]_0$$

$$\gamma(s) = \left[\frac{1}{3! h^3 B_y} \left(\frac{\partial^3 B_y}{\partial x^3} \right) \right]_0$$

et en supposant que la référence est trajectoire pour une particule de quantité de mouvement P_0

$$B_x = h^{-1} B_y (0,0,s) \left[-nh^2 y + 2\beta h^3 xy + \dots \right]$$

$$B_y = h^{-1} B_y (0,0,s) \left[h - nh^2 x + \beta h^3 x^2 - \frac{1}{2} (h'' - nh^3 + 2\beta h^3) y^2 + \dots \right]$$

$$B_s = h^{-1} B_y (0,0,s) \left[h'y - (nh^2 + 2nhh' + hh'') xy + \dots \right]$$

Cas particulier d'un champ quadrupolaire pur

Le potentiel scalaire du champ est donné par :

$$\varphi = \frac{B_0 r^2}{2a} \sin 2\alpha = \frac{B_0}{a} xy$$

où $x = r \cos \alpha$, $y = r \sin \alpha$, $B_0 =$ champ sur le pôle. $a =$ rayon du cercle de gorge. Les composantes du champ s'écrivent :

$$B_x = \frac{B_0}{a} y$$

$$B_y = \frac{B_0}{a} x$$

$$B_s = 0$$

On a :

$$\left(\frac{\partial B_y}{\partial x} \right)_0 = \frac{B_0}{a}$$

et on appelle force d'un quadrupôle en quantité :

$$k_q^2 = \frac{(\partial B_y / \partial x)_0}{p_0/e}$$

L'équivalence avec le développement général du champ s'obtient en posant :

$$h^{-1}(s) B_y(0,0,s) = \frac{p_0}{e}$$

$$k_q^2 = -nh^2$$

et en faisant tendre $h \rightarrow 0$, ainsi que toutes ses dérivées.

Cas particulier d'un champ hexapolaire pur

Le potentiel scalaire du champ est donné par :

$$\varphi = \frac{B_0 r^3}{3a^2} \sin 3\alpha = \frac{B_0}{3a^2} (3x^2y - y^3)$$

avec les mêmes notations que pour le champ quadrupolaire. Les composantes du champ s'écrivent :

$$B_x = \frac{B_0}{a^2} 2xy$$

$$B_y = \frac{B_0}{a^2} (x^2 - y^2)$$

$$B_s = 0$$

On a :

$$\frac{1}{2!} \left(\frac{\partial^2 B_y}{\partial x^2} \right)_0 = \frac{B_0}{a^2}$$

et on appelle force d'un hexapôle la quantité :

$$k_s^2 = \frac{\frac{1}{2!} \left(\frac{\partial^2 B_y}{\partial x^2} \right)_0}{\frac{p_0}{e}}$$

L'équivalence avec le développement général du champ s'obtient en posant :

$$h^{-1} B_y(0,0,s) = \frac{p_0}{e}$$

$$k_s^2 = \beta h^3$$

et en faisant tendre $h \rightarrow 0$, ainsi que toutes ses dérivées.

LES BOLOMETRES POUR LA DETECTION DE PARTICULES

D. L'HOTE

SPEC, CE Saclay, 91191 Gif/Yvette Cedex

RÉSUMÉ : Dans cette introduction à la détection microcalorimétrique des particules ou des photons de haute énergie (X et γ), le principe de fonctionnement des détecteurs cryogéniques utilisés - les bolomètres - est décrit, ainsi que certains aspects de leur physique : interaction de la particule (ou du photon) avec le cristal, propagation et thermalisation des phonons, formation du signal. La question de la résolution en énergie est discutée. Les aspects techniques de la mise en oeuvre des bolomètres sont évoqués. Finalement, la plupart des développements actuels sont passés en revue et certaines perspectives sont envisagées.

ABSTRACT : In this introduction to the microcalorimetric detection of particles or high energy photons (X and γ), the basic operation principles of the cryogenic detectors used - bolometers - is given, as well as some aspects of the physics involved : interaction of the particle (or the photon) with the crystal, phonon propagation and thermalization, signal formation. The question of energy resolution is discussed. The technical aspects involved for bolometers operation are evoked. Finally, most of the present new issues are reviewed and some prospects are put forward.

I - INTRODUCTION

Vers le milieu des années 80, un nouveau type de détecteur de particules (individuelles) est apparu : le bolomètre, encore appelé microcalorimètre ou détecteur thermique. Son principe est très simple : pour mesurer l'énergie ΔE perdue par une particule, un X ou un γ dans un solide, on utilise l'élévation de température ΔT induite dans ce dernier (v. fig. 1). Aussi, l'équation fondamentale d'un bolomètre est :

$$\Delta E = C. \Delta T = M. c. \Delta T \quad (1)$$

où C , c et M sont respectivement la capacité calorifique, la chaleur spécifique et la masse du bolomètre. Un tel détecteur est donc constitué d'un matériau, l'absorbeur, où la particule laisse l'énergie ΔE , et d'un thermomètre encore appelé senseur thermique fixé sur l'absorbeur (bolomètre composite), ou constituant lui-même l'absorbeur. Ce dernier est souvent un morceau de cristal diélectrique (saphir, diamant, silicium, etc.) ou supraconducteur. Le tout fonctionne à très basse température dans un cryostat auquel le bolomètre est relié par une «fuite de chaleur» ou «fuite thermique». Le signal finalement obtenu lors du passage de particule est dû à la variation d'une caractéristique électrique du senseur thermique (la résistance en général), variation liée à une élévation de température suivie d'une évacuation de la chaleur à travers la «fuite thermique» (v. fig. 1). Notons que ce type de (micro)-calorimètre fonctionne selon un principe très différent des «calorimètres» classiques de la physique des particules ou de la physique nucléaire, lesquels fournissent un signal proportionnel à l'énergie avec des détecteurs à ionisation ou à scintillation, sans qu'il y ait mesure de température. Le principe de fonctionnement des bolomètres entraîne des caractéristiques extrêmement attrayantes et originales :

a - Une grande liberté dans le choix du matériau de détection (l'absorbeur), au contraire des détecteurs semi-conducteurs ou scintillants (v. § III et tableau 1).

b - Des résolutions et des seuils qui peuvent être extrêmement bas. La raison en est que le quantum d'excitation minimal transférable de la particule au détecteur l'est sous forme de phonons, d'énergie très basse ($\approx 10^{-5} eV$ à $T \approx 0,1 K$), au contraire des détecteurs classiques où ce quantum se compte en eV ou en dizaines d' eV (v. § IV).

c - Peu de contraintes sur la géométrie du détecteur, pas de zone morte, ni de fenêtres sur l'absorbeur, réponse indépendante de la direction de la particule.

d - Un signal est obtenu même pour des particules peu ou pas ionisantes («reculs nucléaires», atomes ou agrégats de basse énergie, etc.).

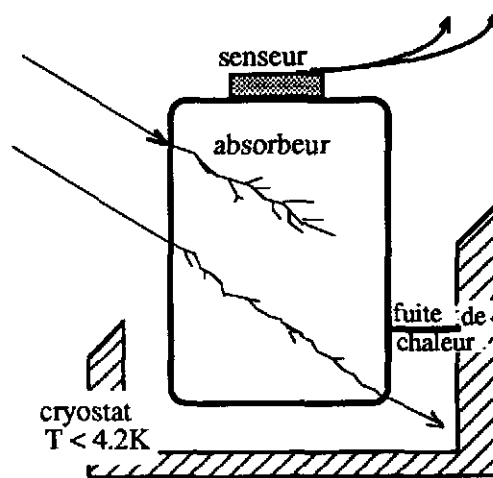
e - Possibilité de mesurer simultanément le signal de chaleur (ΔT) et un signal «classique» (ionisation ou lumière dans l'absorbeur) pour faire en particulier de l'identification (v. § VIII)

f - Possibilité de localisation en volume par phonons balistiques (v. § IX)

g - Fonctionnement a priori moins sensible aux défauts d'irradiation que certains détecteurs (semi-conducteurs en particulier).

Ces caractéristiques exceptionnelles ont justifié l'appellation de détecteur universel¹⁾. Il faut cependant citer les deux limitations majeures des bolomètres : i) nécessité d'avoir recours à la cryogénie (cf. § III et VII-3), ii) lenteur du signal généré par chaque particule (mais ce point fait l'objet d'une R&D importante actuellement, cf. § IX).

Figure 1 Schéma de principe d'un bolomètre composite. L'énergie ΔE laissée par une particule chargée ou neutre, un X ou un γ dans l'absorbeur est mesurée à l'aide d'un thermomètre (senseur). Le terme «composite» fait référence au cas où le senseur n'est pas absorbeur. Deux cas sont schématisés : particule arrêtée ou non. Le premier cas est le plus fréquent en pratique. Le bolomètre fonctionne dans un cryostat avec lequel la connexion thermique est réalisée grâce à une «fuite de chaleur».



Peu de revues existent sur les bolomètres pour la détection de particules individuelles. Le lecteur pourra consulter les références 2 à 7. Les bolomètres ne sont qu'un type particulier de détecteur cryogénique. La plupart des autres utilisent la supraconductivité. Ce sont en premier lieu les détecteurs supraconducteurs métastables : des grains, des plots, etc. métalliques supra sont placés dans un champ magnétique et à une température tels que l'apport d'énergie d'une particule les fait basculer dans la phase normale. Citons également les films supraconducteurs dont le passage à l'état normal dans une zone entourant l'impact de la particule induit une variation de résistance. Enfin, on peut utiliser la création de quasi-particules dans un absorbeur supra, piéger ces quasi-particules dans un deuxième supra, et lire le courant résultant dans une jonction (cf. § V-2 et V-3). On trouvera des revues sur le sujet dans les refs. 8 à 11.

Dans tout ce qui suit, nous nous limiterons au cas des bolomètres pour la détection de particules, X ou γ individuels. Nous verrons aux paragraphes VI, VII et IX que la présence de phonons balistiques dans l'absorbeur fait qu'on peut «généraliser» la notion de bolomètre à celle de détecteur acoustique ou détecteur à phonons.

II - UN PEU D'HISTOIRE.

En 1881, l'astronome américain S.P. Langley baptisa bolomètre (du grec $\beta\omicron\lambda\eta$ =trait au sens de radiation) l'appareil qu'il venait d'inventer, une résistance variable avec la température, pour mesurer le rayonnement infrarouge¹²). La définition est encore valable : un bolomètre mesure un apport d'énergie rayonnée par l'augmentation de température induite. De fait, les bolomètres ont été utilisés en astrophysique jusqu'à nos jours pour la mesure de flux de rayonnement électromagnétique de l'ultraviolet aux radiofréquences^{13,14}). C'est le cas des mesures du rayonnement fossile par le satellite COBE¹⁵). Plus généralement, le terme de bolomètre a été utilisé pour désigner n'importe quel dispositif basé sur une variation d'une caractéristique électrique induite par un apport de chaleur. En physique du solide par exemple, les bolomètres sont utilisés pour mesurer l'énergie apportée par les phonons balistiques en un point d'un cristal^{16,17}).

Pour la détection nucléaire, il est d'usage de remonter à la première mesure calorimétrique de radioactivité : en 1903, Curie et Laborde déterminaient au moyen d'un thermocouple la chaleur dégagée par les sels de radium¹⁸). La mesure de rayonnement *intégré* (c.a.d. un grand nombre de particules simultanément) au moyen de techniques calorimétriques a été largement utilisée jusqu'à nos jours. Ainsi, en 1922, Kapitza étudie l'arrêt des alphas dans la matière¹⁹). En 1927, Ellis et Wooster déterminent l'énergie moyenne d'un spectre β , une mesure qui contribua à l'hypothèse du neutrino²⁰). En 1935, F. Simon note qu'en travaillant autour de 1K, la sensibilité de ces techniques est fortement améliorée car les chaleurs spécifiques tendent vers 0 avec T : un ΔT important peut être obtenu pour un ΔE petit (eq. (1))²¹) et de fait, la mesure de rayonnement intégré par calorimétrie à basse température est utilisée, par exemple pour l'analyse des faisceaux²²).

En 1974, T.O. Niinikoski constata que la température qu'il mesurait autour de $T = 0,015 K = 15 mK$ dans un cryostat à dilution avait des sauts qu'il attribua au passage de rayons cosmiques *individuels*²³). Ce fut peut-être la première «mesure» bolométrique de particules une par une. La même année fut proposée la détection de neutrinos par bolométrie³⁸). Signalons qu'à cette époque, l'idée de la détection de particules individuelles au moyen d'autre types de détecteurs cryogéniques était déjà ancienne puisque l'utilisation de la transition normal-supra dans des films minces avait été proposée en 1962²⁴) et réalisée quelques années plus tard²⁵). De même des mesures intégrées²⁶) ou non²⁷) ont eu lieu avec des granules supra métastables en 1967 et 1975. Quant à la détection de particules α avec des jonctions, elle avait été réalisée en 1968²⁸). Ces types de détecteurs, proches des bolomètres, ont également connu un développement important¹¹). Il fallut attendre 1984 pour que la question de la détection de rayonnement bêta²⁹) ou de photons³⁰) individuels par bolométrie soit étudiée en détail. En 1984, une équipe américaine obtint le premier spectre X à l'aide d'un bolomètre en silicium³¹), et en 1985, le premier spectre alpha fut obtenu par une équipe française avec un bolomètre en diamant³²).

Depuis cette date, le domaine a connu un développement important, en raison notamment d'une «demande» pour l'étude des neutrinos et de la matière noire (v. § X). On peut se convaincre de ce développement en constatant l'augmentation quasi exponentielle du nombre de communications en fonction du temps dans les ateliers sur les détecteurs à basse température^{10,33-36}) ou sur la supraconductivité et la détection de particules^{9,11}). Citons également une école récente (en français) sur la détection de rayonnements aux très basses températures³⁷). A l'heure actuelle, les progrès réalisés sur de nombreux points (sensibilité, résolution, masse, localisation, etc., v. § VIII, IX) sont tels que l'utilisation de la bolométrie apparaît très prometteuse pour de nombreuses autres applications (v. § X, XI). Il est clair aussi que les travaux de recherche et développement entrepris dans de nombreux laboratoires laissent entrevoir des améliorations encore substantielles quant à la plupart des performances de ces détecteurs (v. § VIII, IX).

III - POURQUOI LES TRES BASSES TEMPERATURES ?

La deuxième grande équation des bolomètres donne l'amplitude des fluctuations thermodynamiques de l'énergie interne E_{in} d'un corps de capacité calorifique C en équilibre thermique avec un thermostat à la température T . On voit sur la figure 1 qu'il s'agit exactement de la

situation d'un bolomètre lié par la fuite thermique au cryostat, lequel possède en général une capacité calorifique suffisante pour être considéré comme un thermostat à température constante. La largeur à mi-hauteur de la distribution de $\delta E_{int.}$ (la fluctuation thermodynamique gaussienne de $E_{int.}$) vaut :

$$LTMH(\delta E_{int.}) = 2.35\sqrt{\langle \delta E_{int.}^2 \rangle} = 2.35\sqrt{k_B C \cdot T} \quad (2)$$

où k_B est la constante de Boltzmann. Cette relation est un résultat élémentaire de physique statistique. Il s'introduit par exemple à partir de la distribution canonique de l'énergie interne (v. ref. 39 p. 268-270). La quantité $LTMH(\delta E_{int.})$ donne une limite ultime thermodynamique à la résolution (ou à la sensibilité en énergie) du bolomètre.

Armés des équations (1) et (2), nous pouvons regarder ce que donnerait un bolomètre à température ambiante ($T = 300K$). Un petit bloc de silicium $1 \times 1 \times 0.1 \text{ mm}^3$, a une capacité calorifique à $300K$ de $\approx 1,7 \cdot 10^{-4} \text{ J/K} \approx 10^{11} \text{ eV/K}$, ce qui donne, pour une particule au minimum d'ionisation qui dépose une énergie $\Delta E = 40 \text{ keV}$ dans le cristal : $\Delta T \approx 4 \cdot 10^{-11} \text{ K}$ et $LTMH(\delta E_{int.}) \approx 210 \text{ MeV}$, valeurs (respectivement) beaucoup trop faible et trop élevée pour que la mesure soit réalisable !

Pour rendre possible la mesure, il faut donc réduire fortement c et T . Heureusement, les chaleurs spécifiques tendent vers zéro avec la température, ce qui est un résultat général de thermodynamique. Notons en passant que dans les cas qui nous intéressent, on a $c_p \approx c_v$. Pour un cristal parfait, les deux principaux degrés de liberté contribuant à l'énergie interne sont ceux des électrons de conduction et des phonons (vibrations du réseau d'atomes) (v. ref. 40 p.49 ou 41 p. 165), ce qui entraîne que la chaleur spécifique s'écrit :

$$c = \gamma T + AT^3 \quad (3)$$

Le premier terme correspond aux électrons et n'est non nul que pour les métaux non supraconducteurs. Le coefficient γ dépend du métal, et son ordre de grandeur peut être estimé à l'aide du modèle de gaz de Fermi. Lorsqu'il est non nul, ce terme est dominant par rapport au second. Ce dernier correspond aux phonons et A est calculable dans le cadre de l'approximation de Debye (v. ref. 40 p.457 ou 41 p.134) : lorsque seuls interviennent les degrés de liberté des phonons (isolants, semi-conducteurs, supraconducteurs très en dessous de la température critique), la chaleur spécifique vaut :

$$c = \frac{1945}{M_{molaire}} \left(\frac{T}{T_D} \right)^3 \quad (\text{Joule / Kelvin / g}) = \frac{1,214 \cdot 10^{13}}{M_{molaire}} \left(\frac{T}{T_D} \right)^3 \quad (\text{keV / } \mu\text{K / g}) \quad (4)$$

où $M_{molaire}$ est la masse molaire moyenne d'un atome de la maille élémentaire du cristal, et T_D la température de Debye du cristal. Cette formule est bien vérifiée à très basse température. T_D est de l'ordre de $100 - 2300 \text{ K}$. Pour Ge , Si , C (diamant), Al_2O_3 (saphir), LiF , CaF_2 , T_D vaut respectivement 374 , 645 , 2240 , 1035 , 732 et 510 K . Il faut noter que d'autres contributions à la chaleur spécifique peuvent jouer^{29,42}, en particulier celles dues au magnétisme électronique, aux impuretés et défauts, aux degrés de liberté supplémentaires dans les verres ou les solides amorphes, ou aux degrés de liberté nucléaires. Le couplage de ces derniers au réseau cristallin étant faible, leur contribution au signal du bolomètre peut souvent être négligée⁴³. Ces autres contributions font qu'une attention particulière doit être portée au choix du cristal et de sa pureté.

Beaucoup de cristaux obéissent aux équations (3) et (4), la figure 2 donne le cas de certains d'entre eux. On y voit que la dépendance en T^3 plutôt qu'en T fait qu'on a intérêt, pour minimiser c , à ne pas utiliser des métaux tels que le cuivre. De fait, la plupart des bolomètres sont réalisés à l'aide de matériaux isolants, semi-conducteurs, ou supraconducteurs obéissant à l'équation (4), et dont on choisit T_D aussi élevé que possible.

Notre bolomètre de silicium évoqué plus haut donnera alors, à $T = 50 \text{ mK} = 0,05 \text{ K}$ une augmentation de température ΔT de l'ordre du degré et une limite en résolution et sensibilité $LTMH(\delta E_{int.})$ de l'ordre de l'électronvolt ! On voit sur la fig. 2, que pour des masses de quelques

dizaines de grammes et des apports d'énergie de quelques keV , on obtient des ΔT qui se comptent en *microKelvin*, à des températures de quelques dizaines de mK .

La plupart des bolomètres pour la détection individuelle de particules fonctionnent à des températures allant de quelques milliKelvins à quelques Kelvins (v. tableau 1). Les basses températures permettent de réduire aussi le bruit thermique électronique (Johnson) du senseur et éventuellement du premier étage d'amplification du signal. De plus, aux très basses températures existent des phénomènes physiques (transition métal-isolant ou normal-supra, etc.) permettant de réaliser des senseurs dont un paramètre physique varie très fortement avec la température.

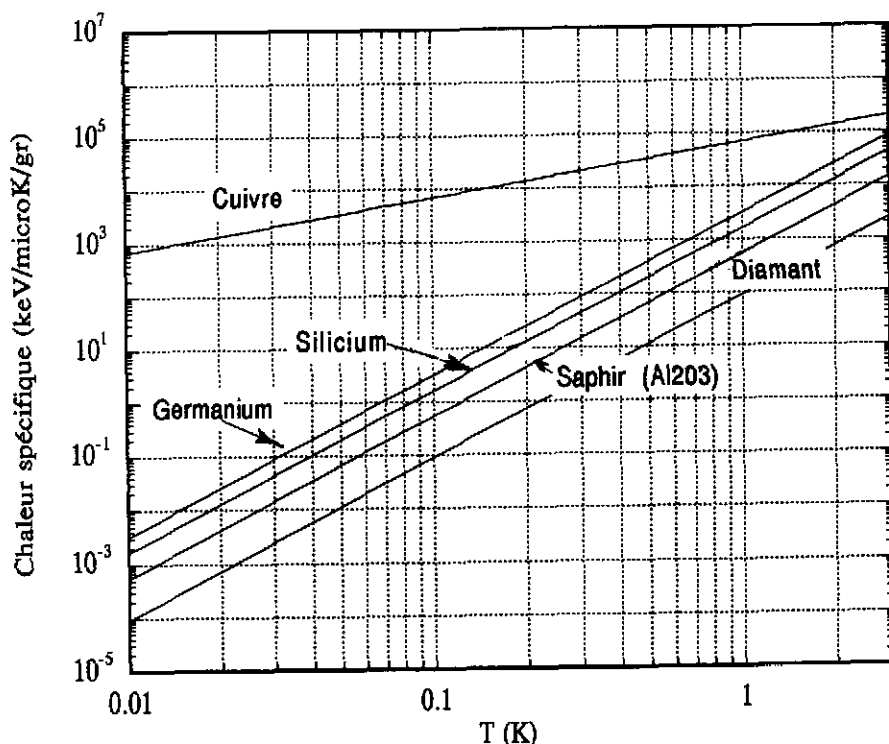


Figure 2 Chaleurs spécifiques du cuivre et de 4 diélectriques utilisés (parmi d'autres) pour réaliser des bolomètres, calculées à partir des équations (3) et (4), en fonction de la température.

IV - LA RESOLUTION EN ENERGIE DES BOLOMETRES

Un des principaux atouts des bolomètres est leur faible seuil et leur excellente résolution en énergie. Ces deux caractéristiques sont liées dans la mesure où le bruit qui se superpose au signal contribue à la fois au seuil et à la résolution.

IV-1 Le cas des autres détecteurs

Pour appréhender le cas des bolomètres, il est important de rappeler quelle est la limite en résolution des détecteurs classiques⁴⁴⁻⁴⁷. Dans ces derniers (on ne considère pas les spectromètres magnétiques ici), il faut fournir une énergie moyenne ϵ pour produire un quantum d'excitation correspondant à la création d'une paire électron-ion, électron-trou ou d'un photon pour (respectivement) un détecteur gazeux, semi-conducteur ou scintillant. En admettant que ces $N = \Delta E / \epsilon$ paires ou photons soient produits indépendamment les uns des autres, la résolution (écart-type) sur leur nombre est \sqrt{N} . Il en résulte une résolution en énergie (LTMH) de $2,35 \cdot \sqrt{\Delta E \cdot \epsilon}$. Si l'on prend

$\Delta E = 20$ keV (minimum d'ionisation dans quelques dizaines de microns d'un corps léger ou dans 10 centimètres de gaz), et des valeurs (très approximatives) de ε de 3, 30 et 100 eV respectivement pour un détecteur semi-conducteur, gazeux ou scintillant, on trouve des résolutions de (resp.) 580, 1800 et 3300 eV. Pour les détecteurs semi-conducteurs, il s'agit du cas où le gap est ≈ 1 eV et où la particule incidente est légère et/ou rapide.

Ce calcul ne prend pas en compte les rendements de conversion de photo-électrons, les recombinaisons, les fluctuations dues aux collisions atomiques des particules lourdes et lentes, etc... Ce dernier point (v. § IV-4 et VI) fait que la résolution se détériore par exemple pour un α ou pour un «recoil nucléaire» (dans ce cas ε est multiplié par 4 environ, v. § VIII). Par ailleurs, les paires ou les photons n'étant pas produits toujours indépendamment les uns des autres, en particulier pour une particule complètement arrêtée dans le détecteur (la somme des quanta d'excitation doit être égale à l'énergie totale), ces valeurs de la résolution doivent être multipliées par \sqrt{F} , où F est le facteur de Fano. Ce dernier est compris entre 0 et 1 pour des électrons ou des γ et peut descendre à des valeurs de l'ordre de 0,1 pour des détecteurs semi-conducteurs. De fait, ces derniers offrent les meilleures résolutions parmi les détecteurs classiques : en pratique, on peut obtenir de l'ordre de 100 – 150 eV pour des X de quelques keV, quelques centaines ou milliers d'eV pour des gammas de 0,1 à 10 MeV, et 10 – 15 keV pour des alphas de 5 – 6 MeV.

IV-2 La résolution ultime thermodynamique des bolomètres

Nous avons vu au paragraphe III que les fluctuations thermodynamiques donnaient une limite ultime à la résolution et à la sensibilité (eq. (2)). Cette question a été examinée^{30,49)} pour un cas réel avec un senseur résistif (résistance $R(T)$) traversé par un courant permanent i : la variation de température est obtenue à partir de la variation de tension $\Delta V \approx i \cdot \Delta R$. Le chauffage dû au passage du courant fait que la température du bolomètre est supérieure à celle du cryostat. Au bruit de phonons (eq. (2)) s'ajoute (quadratiquement) le bruit thermique (Johnson) du senseur. Le bruit en $1/f$ n'est pas pris en compte⁴⁸⁾. Le résultat final est que la limite ultime thermodynamique est donnée par :

$$LTMH(\delta E_{mes.}) = 2.35 \sqrt{\langle \delta E_{mes.}^2 \rangle} = 2.35 \xi \sqrt{k_B C \cdot T} \quad (5)$$

où $\delta E_{mes.}$ est la fluctuation sur la mesure de l'énergie (ou de la variation de celle-ci due à l'arrivée d'une particule), ξ un coefficient dépendant du rapport t des températures du bolomètre et du cryostat, ainsi que des dépendances en température de la conductivité thermique de la fuite de chaleur, de la capacité calorifique du bolomètre, et de la sensibilité du senseur $A = -(d \text{Log} R / d \text{Log} T)$. C est la capacité calorifique à la température T du cryostat. Lorsque le courant du senseur est optimisé, et pour des valeurs réalistes de A (6 – 10, cas d'un senseur semi-conducteur dopé, v. § V-1) on a $\xi \approx 2$. Notons qu'en principe, ξ peut être plus petit que 1 si A est suffisamment grand ! En rapprochant les équations (4) et (5), on obtient la résolution ultime thermodynamique d'un bolomètre constitué d'un cristal diélectrique ou supraconducteur obéissant à la loi de Debye :

$$LTMH(\delta E_{mes.}) = Cste \cdot \xi \cdot \left(\frac{M_{cristal}}{M_{molaire}} \right)^{1/2} \frac{T^{5/2}}{T_D^{3/2}}, \quad Cste = 3,85 \cdot 10^{-10} \text{ J / K} = 2,40 \cdot 10^9 \text{ eV / K} \quad (6)$$

La figure 3 donne les valeurs obtenues pour $\xi = 2$, comparées aux résolutions des détecteurs semi-conducteurs. On voit qu'à très basse température, on peut espérer gagner plusieurs ordres de grandeur sur la résolution par rapport à ces derniers : la limite ultime thermodynamique laisse entrevoir des résolutions de l'ordre de l'électronvolt ou même moins ! Notons d'autre part que cette limite est indépendante de ΔE , contrairement au cas des détecteurs classiques où l'on a une dépendance en $\sqrt{\Delta E}$.

Pour conclure, mentionnons que la question de la résolution ultime thermodynamique est plus complexe que ce que nous venons de voir. Une description plus complète devrait prendre en compte les fluctuations d'énergie ou de température à l'intérieur du système absorbeur+senseur, les

fluctuations liées aux degrés de liberté mis en jeu dans le senseur pour la mesure de température (ou d'énergie), ainsi que les distributions en fréquence du signal et des différentes fluctuations thermodynamiques, ces distributions étant liées à l'importance des couplages thermiques dans le bolomètre et entre le bolomètre et le cryostat^{30,50,51}). La question a été réexaminée récemment pour le cas d'un bolomètre magnétique dont le senseur est un corps paramagnétique lu sans contact par une sonde magnétique (SQUID). Un tel détecteur se rapproche d'un bolomètre isolé (fuite thermique nulle). Les auteurs donnent une limite thermodynamique, dépendant du rapport entre les couplages thermiques cryostat-absorbeur et absorbeur-senseur, qui tend vers zéro avec ce rapport⁵¹⁻⁵³.

IV-3 Les résolutions expérimentales

Le tableau 1 donne quelques résultats expérimentaux. Les meilleurs sont de 7,3 – 22 eV (LTMH) avec des mini-bolomètres dont la masse est de l'ordre de la dizaine de μg et la taille de $(200 - 1000) \times (200 - 1000) \times (10 - 30) \mu\text{m}^3$, avec des X de 6 keV, et à des températures de 50 – 100 mK^{48,54,55}). La limite thermodynamique (que les auteurs comptent atteindre) est estimée à 1 eV. Une excellente résolution de 220 eV (améliorée récemment) a aussi été obtenue avec un absorbeur de saphir de 31 g pour des X de 6 keV, à $T = 45 \text{ mK}$ ⁵⁶). En appliquant la formule (6) pour $\xi = 2$ et pour les 31 g de saphir, on trouve 70 eV (mais l'«effet de serre phononique», cf. § V-2, conduit à prendre plutôt le C du senseur dans (5)). Les résolutions, bien qu'impressionnantes sont encore loin de la limite thermodynamique : une compilation d'une dizaine de résultats donne des rapports entre les deux allant de 10 à 1550⁵⁷). Il est amusant de constater que si l'on représente les résolutions du tableau 1 en fonction de l'énergie de la particule (en «Log-Log»), on constate une allure croissante : un ajustement d'une loi de puissance donne un exposant de 0,8 environ, loin de l'indépendance en énergie que pourrait suggérer la relation (2). Il faut donc considérer les autres contributions à la résolution.

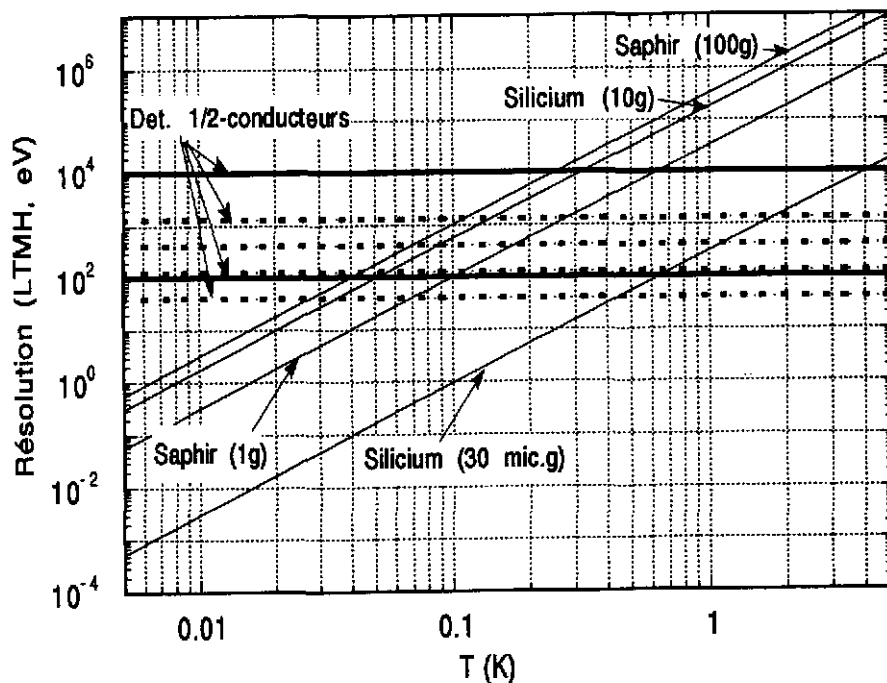


Figure 3 Résolutions ultimes thermodynamiques de 4 bolomètres calculées à partir de (6), pour $\xi = 2$ en fonction de la température. Les lignes horizontales correspondent aux détecteurs semi-conducteurs (v. § IV-1) : les quatre lignes tiretées sont calculées à partir de la formule du paragraphe IV-1 pour $F = 0,1$, $\varepsilon = 3 \text{ eV}$, et $\Delta E = 1, 10, 100$ et 1000 keV . Les lignes horizontales continues sont les résolutions expérimentales pour des X de basse énergie et des alphas de 6 MeV.

Tableau 1 Compilation de résultats obtenus par différents groupes en bolométrie ou avec des jonctions. Le matériau, la masse et la température de fonctionnement du bolomètre sont indiqués ainsi que la nature du senseur (SC=semi-conducteur, SP= supraconducteur, STJ= jonction supra, MG=magnétique, v. § V). Le type et l'énergie de la particule ou du photon (arrêtés dans le bolomètre) sont également donnés.

Matière absorb.	Masse (gr.)	Temp. (K)	Energie (keV)	Résolution (keV)	Senseur	Particule	Année	Référence
InSb	1.15	0.1	2.1	0.21	STJ(Al)	X	94	58)
TeO ₂	334	0.0105	2000	10	SC;NTD	γ	94	59)
CdWO ₄	58	0.0253	2615	5	SC;NTD	γ	94	59)
Si	18.3	0.22	6000	60	SP;Ir	He	94	60)
Al ₂ O ₃	0.003	0.3	5800	9	SC;Ge	He	94	61)
TeO	334	0.0105	2615	15	SC;NTD	e	93	62)
TeO	334	0.010	100	9	SC;NTD	e	93	62)
Pb	4-11.9	0.016-0.038	1000-7000	qq,%(He)	SC;NTD	e,γ,He	93	63)
Al ₂ O ₃	31	0.045	5.9	0.22	SP;Ir/Au	X	93	56)
Pb	1.6	0.027	5.9	1	SP;Ir/Au	X	93	64)
Sn	1.2	0.027	5.9	0.23	SP;Ir/Au	X	93	64)
HgTe	10.e-6	0.070	5.9	0.0073	SC;Si:P,B	X	93	54)
Bi	7.e-6	0.070	5.9	0.0094	SC;Si:P,B	X	93	54)
Sn	27.e-6	0.070	5.9	0.010	SC;Si:P,B	X	93	54)
Al ₂ O ₃	0.008	1.39	1.23e6	4600	SP;Al	Pb	93	65)
Al ₂ O ₃	0.008	1.4	2.78e5	445	SP;Al	Ni	93	65)
Al ₂ O ₃	0.132	1.4	2.0e6	8600	SP;Al	Ne	93	65)
Sn	0.0073	0.15	50	0.5	SC;NTD	e	93	66)
C(D)	0.0039	0.06	62.5	0.8	SC;NTD(B)	e	93	7)
LiF	2	<0.1	5000	16	SC;Ge:Ga	He	93	67)
Ge	60	0.02	60.	1.9	SC;NTD	g	93	68)
Nb	?	0.07	6	0.036	STJ(Al)	X	93	69)
Nb/Al	?	0.4	6	0.088	STJ(Nb/Al)	X	93	70)
TeO ₂	73,1	0.016	500-3000	4-7	SC;NTD	γ/e	92	71)
Al ₂ O ₃	24	0.38	18	2.5	SC;NTD	X	92	57)
Al ₂ O ₃	24	0.38	5800	10.5	SC;NTD	He	92	57)
Al ₂ O ₃	24	0.55	59.6	3.7	SC;NTD	γ	91	72)
Ge	60	0.030	?	9.4	SC;NTD	?	91	73)
HgTe+Si	?	0.060	5.9	7.3	SC;Si:P,B	X	91	55)
TeO ₂	5.7	0.030	2615	25	SC;NTD	γ	91	74)
TeO ₂	20.9	0.020	2615	20	SC;NTD	γ	91	74)
TeO ₂	34	0.0205	2615	55	SC;NTD	γ	91	74)
Si	0.25	0.040	122	5	SC;Ge	γ	91	75)
Al ₂ O ₃	0.008	1.5	5500	50	SP;Al	He	91	76)
Mo	35	0.12	5800	580	SP;Ir	He	91	77)
V	15	0.12	5800	100	SP;Ir	He	91	77)
Si	19	0.017	60	1.2	SP;Ir/Au	γ	91	78)
Al ₂ O ₃	0.008	1.7	2.4e6	4320	SC;Ge	Bi	91	79)
Ge	11	0.028	1000	13	SC;NTD	γ	90	80)
LiF	8	0.015	122	9.4	SC;Ge	γ	90	81)
LiF	32	0.015	122	28.2	SC;Ge	γ	90	81)
Si	1	0.015	122	3.5	SC;Ge	γ	90	81)
Si	4	0.015	122	5.9	SC;Ge	γ	90	81)
Si	1.8e-4	0.28-0.4	195	7.5	SC	H	90	82)
Si	1.8e-4	0.28-0.45	184	8.	SC	He	90	82)
Si	1.8e-4	0.28-0.45	159	11	SC	B	90	82)
Si	1.8e-4	0.28-0.45	318	16	SC	B	90	82)
Al ₂ O ₃	280	0.135	5800	70	SP;Ir	He	90	83)
Si	1.1	0.455	5800	58	SC;Cd	He	89	84)
Ge	11	0.028	1000	25	SC;Ge	γ	89	85)
Al ₂ O ₃	280	0.135	5800	66	SP;Ir	He	89	84)
Sn/Al	0.0	0.06	5.89	0.06	STJ	X	89	86)
Al ₂ O ₃	2	0.118	5800	66	RuO ₂	He	89	87)
Si	0.001	1.7	5500	32.5	SC;Si	He	89	88)
Al ₂ O ₃	7.5	0.4	5500	65	MG;Y(Er)Al	He	88	52)
C(D)	8.8e-4	1.3	5500	36	SC;Ge	He	85	32)
Si	6e-6	0.35	6	0.27	SC;Si:Sb	X	84	31)

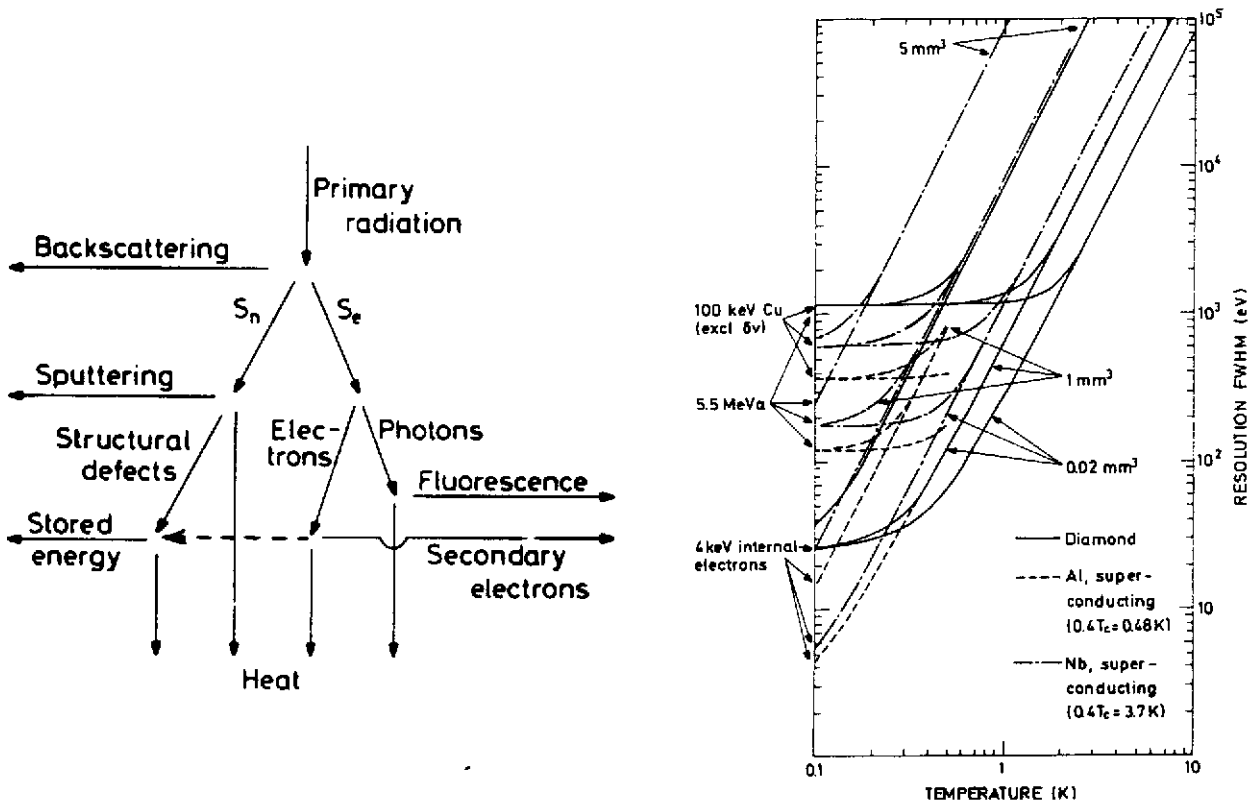


Figure 4 A gauche, le partage de l'énergie de la particule en collisions nucléaires (branche de gauche) et électroniques (branche de droite), et sa transformation soit en chaleur (en bas), soit en «pertes» (flèches horizontales) qui contribuent à détériorer la résolution du bolomètre. La ligne horizontale tiretée rajoutée correspond au stockage d'énergie des paires électron-trou. A droite, le calcul de la résolution en tenant compte à la fois de la limite thermodynamique (eq. (5)) et des autres contributions (v. § IV-4) pour 3 types et deux volumes d'absorbeur, et pour 3 particules (et énergies) différentes. D'après la ref. 22.

IV-4 Les différentes contributions à la résolution

Ce point a été discuté par différents auteurs^{7,22,30,47,82,89}). Nous considérons le cas le plus fréquent d'une particule ou d'un photon arrêté dans l'absorbeur. Dans le cas contraire, il y a fluctuation statistique sur la fraction d'énergie perdue. La figure 4-a montre les différents processus qui, avant d'aboutir à la chaleur mesurée, peuvent soustraire une fraction de l'énergie incidente et la faire ressortir ou la stocker durablement dans le bolomètre. Ils peuvent être dus aux interactions avec les atomes (collisions nucléaires) ou avec les électrons (collisions électroniques), cf. § VI. Les fluctuations statistiques de ces processus peuvent contribuer à la résolution. Dans la mesure où ils sont indépendants leurs contributions s'additionnent quadratiquement à la résolution ultime thermodynamique. Ceci fait que des courbes du type de celles de la fig. 3 saturent vers les basses températures à des valeurs d'autant plus hautes qu'on a des particules lourdes et/ou lentes, ce qui donne des courbes du type de celles de la figure 4-b²²).

Le stockage d'énergie dans des défauts structuraux (p. ex. un atome déplacé par la particule incidente va se «coincer» entre des atomes voisins... et y reste à basse température avec une énergie de liaison plus faible) concerne principalement les particules lourdes (ions, atomes, agrégats) de faible énergie, par exemple un α en fin de parcours. La contribution à la résolution (LTMH) a été estimée²²

pour des matériaux de A allant de 12 à 93. Pour un α de 5,5 MeV, elle varie entre 70 et 400 eV, pour un Cu de 100 keV, c'est entre 4 et 11 keV, et pour un Br de 25 MeV entre 25 et 50 keV. Un calcul pour des projectiles de masse allant de 1 à 12 dans du cuivre^{82,90}) donne 42 eV pour un proton de 195 keV, 400 eV pour un α de 1 MeV, et 1300-1800 eV pour un C de 0,2-1 MeV. Dans du Silicium, on trouve 760 eV pour un α d'un MeV⁸²).

Une des principales contributions est le stockage d'énergie dû à la création de paires électron-trou dans un absorbeur isolant ou semi-conducteur, paires qui ne se recombinent pas toutes et qui vont donc garder chacune une énergie de l'ordre de la largeur de bande interdite (gap), ou qui iront se piéger sur des impuretés, défauts, etc. conduisant à la réémission en phonons d'une fraction seulement du gap^{7,48,89}). Dans le cas où aucune paire ne se recombine, il est facile de montrer que la contribution à la résolution est (cf. § IV-1) $2,35 \cdot (e_g / \varepsilon) \sqrt{F \cdot \Delta E \cdot \varepsilon}$. où e_g est la largeur du gap, soit p. ex. 1,16 eV dans Si et 0,75 eV dans Ge. Ainsi, cet effet donne une contribution de l'ordre de la résolution ultime des détecteurs semi-conducteurs multipliée par un facteur $\approx 0,3$ pour Si, Ge, etc. Pour des particules lourdes et de faible énergie, il faut prendre en compte les fluctuations du partage de l'énergie en collisions nucléaires et électroniques (v. § VI), les secondes contribuant plus fortement à la création de paires. L'estimation de ces fluctuations²²) est de l'ordre de quelques keV pour un α de 5,5 MeV, quelques dizaines ou centaines de keV pour (resp.) un Cu de 100 keV ou un Br de 25 MeV. Une valeur de $5 \text{ keV} \times 1/3 = 1,7 \text{ keV}$ (LTMH) a été calculée pour un α de 5,5 MeV dans Si⁷). Les méthodes proposées pour réduire la contribution du stockage d'énergie dû aux paires sont : i) l'utilisation de semi-conducteurs à faible gap ou de semi-métaux comme HgTe^{54,55}), ii) l'utilisation d'absorbeurs supraconducteurs^{64,91,92}), iii) La métallisation des faces de l'absorbeur pour favoriser le retour des électrons ou des trous à un niveau d'énergie plus bas (de Fermi)⁷), éventuellement assisté par un très faible champ électrique^{93,94}); cette métallisation empêche en outre la perte éventuelle de photons.

Une autre contribution est due à la dépendance de la hauteur de l'impulsion électrique mesurée en fonction du point d'impact de la particule. Cette dépendance peut avoir pour cause la perte d'une partie de l'énergie déposée à travers la fuite de chaleur ou les pièces de maintien avant que cette énergie n'atteigne le senseur^{31,47}). L'effet est minimisé avec une fuite disposée sur le senseur⁹⁵), en réduisant la conductance thermique de cette fuite⁴⁷) ou en optimisant la géométrie du bolomètre^{7,57,89}). Il se peut aussi que les phonons balistiques (v. § VI) se propagent différemment jusqu'au senseur selon leur origine pour des raisons de géométrie. Cet effet donne des variations inférieures à 1% dans un bolomètre en saphir⁵⁶). La part de phonons balistiques dans l'énergie qui atteint le senseur - cette énergie étant fixée - peut contribuer dans la mesure où la réponse du senseur peut dépendre de l'énergie par phonon (jonctions p. ex., cf. § V-3).

Les autres contributions s'ajoutent au signal : elles apparaissent comme des fluctuations sur la ligne de base et elles déterminent le seuil de détection. Elles comprennent différents bruits : microphonique (important à basse température), électromagnétique, fluctuations de température, etc. (v. § VII-3). Une contribution est incontournable : il s'agit du bruit provenant du senseur, des composants du circuit de lecture et du premier étage d'amplification. Il a trois composantes : bruit de grenaille, bruit thermique (Johnson) et bruit en 1/f. Pour un senseur résistif lu par un FET refroidi^{48,62,74,96-98}), on peut obtenir des niveaux de bruits (senseur+grille du FET) de l'ordre du $nV / \text{Hz}^{1/2}$, ce qui avec des sensibilités typiques de bolomètres «moyens» de $0,1-1 \mu V / \text{keV}$ ($M = 5-50 \text{ g}$, $T = 20-50 \text{ mK}$, $\alpha \approx -100 \text{ K}^{-1}$ et $R = 1 \text{ M}\Omega$, cf. § VII-2) conduit à des contributions à la résolution de quelques dizaines à quelques centaines d'eV. Cette valeur peut être réduite en baissant M ou T ou en augmentant α . Le bruit dans les jonctions (v. § V-3) a également été étudié⁹⁹).

V-LA MESURE DE L'AUGMENTATION DE TEMPERATURE : LES SENSEURS

La plupart des senseurs thermiques sont des résistances dont la valeur R dépend fortement de la température. On les caractérise par leur sensibilité $\alpha = (1/R)(dR/dT)$, ou $A = -\alpha \cdot T$. L'utilisation de la variation de résistance pour obtenir l'information $\Delta T(t)$ (élévation de température en fonction du temps) est abordée au paragraphe VII-1).

V-1 *Semi-conducteurs fortement dopés proches de la transition métal-isolant.*

Un cristal semi-conducteur est isolant à basse température : les électrons de la bande de valence n'ont pas assez d'énergie thermique pour sauter dans la bande de conduction : la bande interdite est de 1,16 eV dans Si, 0,75 eV dans Ge, etc. Si l'on dope le cristal en remplaçant certains atomes par des impuretés comme le phosphore, on obtient des sites donneurs : un électron est faiblement lié à chaque atome dopant et un petit apport d'énergie peut lui faire quitter son site. A très basse température cependant, ces électrons n'ont pas l'énergie thermique suffisante (de l'ordre de la dizaine de meV) pour sauter dans la bande de conduction. Par contre, ils peuvent sauter d'un atome donneur à un autre et circuler par «saut à distance variable» (variable range hopping) si les donneurs sont proches les uns des autres (forts dopages). Dans ce cas en effet, les fonctions d'onde des électrons faiblement liés peuvent se recouvrir, leur extension spatiale a étant nettement plus grande que la taille d'un atome en raison de l'influence des atomes et électrons environnants. Deux facteurs jouent un rôle important : le désordre dans la répartition des impuretés et dans la distribution (d'un site à l'autre) des niveaux d'énergie des électrons faiblement liés, et la compensation, c'est à dire le taux d'impuretés acceptrices présentes en même temps que les impuretés donneuses. Le désordre fait qu'il y a localisation d'Anderson et que a doit être remplacé par une distance de localisation. La conductivité électrique correspondant au saut d'un électron d'un site à un autre est proportionnelle à¹⁰⁰ :

$$\exp\left(-\frac{2r}{a} \cdot \frac{e}{k_B T}\right) \quad (7)$$

où r est la distance entre à l'environnement électrostatique), et T la température. Le premier terme correspond au recouvrement des fonctions d'ondes (saut par effet tunnel) et le second à un saut par activation thermique. A partir de cette expression, et en tenant compte de la répulsion entre électrons, on peut montrer que la dépendance en température de la résistance d'un échantillon macroscopique¹⁰¹ et la sensibilité qui en découle s'écrivent :

$$R = R_0 \exp\left[\left(\frac{T_0}{T}\right)^{1/2}\right], \quad \alpha = \frac{1}{R} \frac{dR}{dT} = -\frac{1}{2} \frac{T_0^{1/2}}{T^{3/2}} \quad (8)$$

où T_0 et R_0 sont des constantes caractéristiques du matériau. Des valeurs typiques de T_0 sont dans la gamme 5 K à 50 K. Pour T de quelques dizaines de mK, on obtient donc des valeurs de $|\alpha|$ de quelques dizaines à quelques centaines de K^{-1} . T correspond aux électrons du senseur et peut être supérieure à la température du bolomètre à cause du chauffage par le courant de mesure i (v. § VII).

En pratique, le semi-conducteur est en général soit du silicium, soit du germanium (v. p. ex. ref. 10 p. 287-349 et ref. 102). Le dopage peut être réalisé chimiquement, mais on lui préfère souvent un dopage par irradiation de neutrons thermiques dans un réacteur qui permet une meilleure homogénéité et un meilleur contrôle du taux d'impuretés. De tels senseurs sont appelés NTD (Neutron Transmutation Doping)¹⁰³⁻¹⁰⁷. Dans le germanium, chaque impureté dopante est créée par capture d'un neutron par un atome de Ge suivie d'une désintégration en Ga, As ou Se. Les impuretés acceptrices de gallium dominant et le rapport du taux d'impuretés donneuses sur acceptrices $N_D / N_A = 0,32$ est fixé par les valeurs des abondances isotopiques.

Un autre type de dopage est l'implantation ionique : les ions dopants sont accélérés pour pénétrer dans le cristal qui est ensuite recuit pour recomposer le réseau. L'intérêt de ce type de senseur est qu'ils sont réalisés directement dans l'absorbeur, et donc bien couplés thermiquement à ce dernier. En revanche, leur volume est limité (épaisseur d'implantation : quelques dizaines à quelques centaines de nm), ce qui entraîne une limitation du couplage entre phonons et électrons, et ils sont inhomogènes. Une voie prometteuse est celle des senseurs sous forme de films minces réalisés par évaporation d'un métal (environ 10%) et d'un semi-conducteur Nb-Si¹⁰⁸ ou Ge-Au^{97,109,110}. L'avantage de tels senseurs est qu'ils permettent une gravure du film et donc la réalisation de matrices de bolomètres. De

plus, un film évaporé réalise un interface avec l'absorbeur qui laisse bien passer les phonons, ce qui peut permettre d'utiliser «l'effet de serre phononique» (v. § V-2). Enfin, signalons la possibilité de «régler» la résistance d'un senseur en le plaçant dans un champ magnétique¹¹¹).

Des travaux d'étude et de développement de ces types de senseurs sont encore en cours. Parmi les points d'importance figure le fait que les caractéristiques courant-tension ne sont pas linéaires ce qui pourrait être dû au couplage thermique limité entre électrons et phonons (les premiers sont plus chauds que les seconds) ou à un effet de champ électrique^{85,62,112-115}).

V-2 Senseurs supraconducteurs

Une première catégorie est consistée par les films supraconducteurs utilisés à la température critique (senseurs «transition edge», sur le «bord» de la transition normal-supra)^{11,60,83,116}. Le passage de la phase supraconductrice à la phase normale induit une variation très rapide de la résistance qui peut donner des valeurs de α de 1000 K^{-1} ou plus. En pratique, ces senseurs fonctionnent avec des courants nettement inférieurs au courant critique. On voit sur la figure 5 un exemple de variation de résistance à la transition normal-supra. Un intérêt des films minces évaporés sur l'absorbeur est la meilleure transparence de l'interface aux phonons par opposition au cas d'un senseur collé (NTD p. ex.). Cette transparence a été utilisée pour expliquer les excellentes résolutions ($LTMH = 220 \text{ eV}$) obtenues avec un bolomètre de 31 g de saphir sur lequel était déposé un thermomètre d'iridium⁵⁶. L'idée (controversée...) est que les phonons générés par l'interaction de la particule avec le cristal sont dans un premier temps balistiques plutôt que thermiques (v. § VI) et qu'ils chauffent les électrons du film d'iridium lorsqu'ils pénètrent dans ce dernier, sans que cette chaleur puisse être rapidement diffusée dans l'ensemble du bolomètre sous forme de phonons thermiques, et ce pour 3 raisons : i) faible couplage des phonons thermiques avec les électrons, ii) résistance thermique de Kapitza à l'interface senseur-absorbeur proportionnelle à T^3 (T =température des phonons¹¹⁷), iii) fuite de chaleur sur le senseur. Un tel processus peut être considéré comme un «effet de serre phononique». Son intérêt est que lorsqu'on utilise l'équation (1) pour calculer l'élévation de température, la valeur de C à considérer est plutôt celle du senseur, plus petite que celle du bolomètre entier.

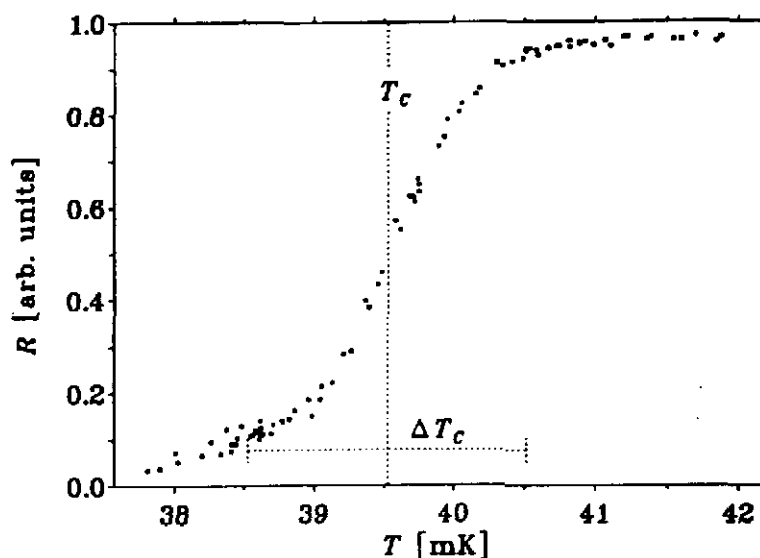


Figure 5 Valeur de la résistance en fonction de la température pour un senseur supraconducteur «bord de transition» en iridium avec l'effet de proximité d'un film d'or¹¹⁹.

Un inconvénient des senseurs à «bord de transition» est que la température de fonctionnement, T_c doit être réglée avec précision si la largeur de la transition ΔT_c est faible. De plus, une non linéarité apparaît si l'apport d'énergie ΔE donne un ΔT trop grand. La valeur de T_c peut être modulée en utilisant des alliages, en jouant sur l'épaisseur du film ou en utilisant l'effet de proximité. Ce dernier a permis d'abaisser la température critique de films d'iridium (de quelques dizaines ou

centaines de *nm* d'épaisseur) de 112.5 *mK* à 33 *mK* en mettant ces derniers en contact avec un film d'or (non supraconducteur) de quelques dizaines de *nm* d'épaisseur^{60,118,119}). Les auteurs rapportent également une dépendance de T_c et de ΔT_c en fonction des épaisseurs, de la pureté, etc. des films.

Un type voisin de senseur supraconducteur (parfois appelé aussi «transition edge»³) est utilisé à une température inférieure à la température critique^{3,91,116,120,121}). Sa géométrie est souvent celle d'une bande étroite disposée en zigzag («meander line»). L'idée est que si l'énergie est apportée de manière localisée (par phonons balistiques, v. § VI, ou parce que la particule apporte directement l'énergie en un point du senseur), une zone limitée de la bande deviendra normale, dont la taille augmente avec l'énergie apportée ΔE , ce qui fait que la résistance sera une fonction continue de ΔE . Notons que ce mode de fonctionnement n'est plus celui d'un bolomètre *stricto sensu*, puisque dans ces derniers, l'énergie est répartie uniformément.

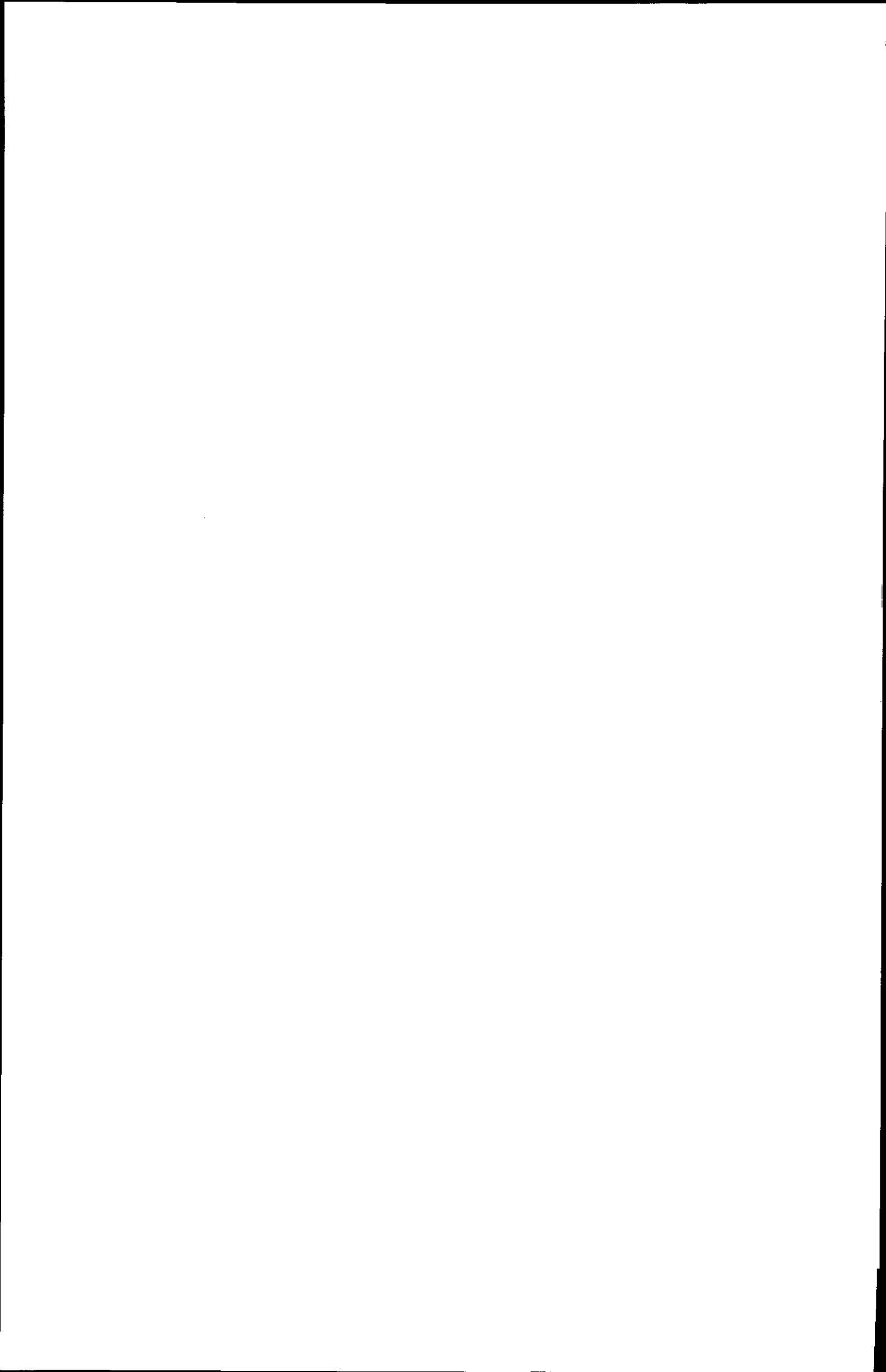
V-3 Jonctions

Une jonction est un ensemble de deux couches métalliques séparées par une couche isolante très mince (de l'ordre du *nm*). En général on travaille avec des couches supraconductrices à une température nettement inférieure à leurs températures critiques (STJ = Superconducting Tunnel Junction). Une différence de potentiel est appliquée entre elles, entraînant le passage d'un courant très faible d'électrons ou de trous par effet tunnel à travers la couche isolante. Ce courant concerne des électrons non liés entre eux dans les paires de Cooper du supraconducteur (v. ref 41 p. 388, ou 40 p. 735). Ces électrons (ou trous) présents dans le supraconducteur sont appelés quasi-particules. Leur densité est fixée par l'équilibre thermique avec les paires de Cooper. L'apport d'énergie dû au passage de la particule peut casser des paires de Cooper et ainsi augmenter temporairement cette densité, conduisant à un accroissement du courant tunnel, signal qui est ensuite amplifié par une électronique adéquate^{11,122,123}).

Il est important de noter que l'énergie nécessaire pour briser une paire de Cooper (le «gap supra»), 2Δ , est en général supérieure à l'énergie des phonons thermiques. Ainsi, à $T = 0$, la quantité 2Δ vaut 0,34 *meV* dans Al, ou 3,05 *meV* dans Nb. L'énergie d'un phonon thermique est en général de 1 à 3 ordres de grandeur plus faible (v. § VI). Au contraire, les phonons balistiques sont dans même gamme d'énergie (v. § VI). On voit donc qu'une jonction n'est pas à strictement parler un senseur thermique, puisque pour ces derniers, l'augmentation de température ΔT à mesurer suppose l'équilibre, donc des phonons thermiques. Le calcul de la résolution ultime n'utilise d'ailleurs pas la formule (2), mais la formule standard du paragraphe IV-1, où la quantité d'énergie ε nécessaire pour créer une quasi-particule a été estimée à $1,68 \Delta$ et le facteur de Fano F à 0.2^{124,125}). Ce calcul doit aussi faire intervenir la possibilité de plusieurs traversées tunnel¹²⁶). La sensibilité des jonctions aux phonons balistiques les rend intéressantes pour la localisation ou l'identification des particules (v. § IX). Il est possible de réaliser des détecteurs où l'absorbeur et le senseur sont supraconducteurs : dans l'absorbeur, les degrés de liberté excités sont à la fois les quasi-particules et les phonons¹²⁷). On peut piéger les quasi-particules dans le senseur en utilisant une jonction dont le «gap» est plus petit que celui de l'absorbeur^{4,9,11,86,91,123}) et même éventuellement multiplier les quasi-particules¹²⁸). Enfin, signalons le développement de jonctions SIN (supra-isolant-normal) au lieu de SIS afin d'utiliser la faible constante de temps ($\tau = C / K$, v. § VII-1) d'un absorbeur et d'une fuite thermique métalliques (non supras) pour réaliser des bolomètres rapides^{129,130}).

V-4 Autres types de senseurs

D'autres types de senseurs moins répandus (ce qui ne préjuge pas de leur intérêt) ont été utilisés. Nous les citons ici pour mémoire : il s'agit des senseurs magnétiques^{51-53,131}), à inductance cinétique^{132,133}), en films d'oxyde de ruthénium^{115,134,135}), à constante diélectrique ou pyroélectriques^{136,137}), à «résistance de flux de vortex»¹³⁸). Mentionnons également les détecteurs utilisant l'évaporation d'atomes d'hélium^{131,139}).



CIBLES POLARISEES ET MESURES DE POLARISATION

J.P. DIDELEZ

Institut de Physique Nucléaire
91406 ORSAY Cedex (France)

RESUME : Ce cours décrit successivement les cibles classiques à spin gelé, la cible $\vec{H}\vec{D}$ et celle obtenue par compression d' ^3He polarisé, ainsi que les méthodes de polarisation correspondantes. Les techniques les plus courantes de mesure de polarisation de la cible, des particules incidentes ou de recul sont également exposées. Enfin, pour chaque cas particulier, une expérience type est mentionnée à titre d'exemple.

ABSTRACT : This contribution describes classical frozen spin targets, the $\vec{H}\vec{D}$ target and the target obtained by ^3He compression together with their respective polarization methods. The most usual techniques to measure the target polarization and the incident or recoil particle polarization are also reviewed. Finally, each particular case is illustrated by a typical nuclear physics experiment.

I - INTRODUCTION

La mesure des observables de polarisation est indispensable à la détermination complète des amplitudes de transition régissant les réactions entre les particules les plus élémentaires.

Dans un cas simple, comme celui correspondant à la photoproduction d'un méson pseudoscalaire sur le nucléon, tel que :



Il y a quatre amplitudes complexes correspondant aux deux états de polarisation du photon réel, combinés aux deux états de polarisation du proton de la cible, soit huit grandeurs à déterminer expérimentalement en mesurant des observables indépendantes¹⁾. On peut montrer en outre²⁾, qu'en plus des mesures habituelles de sections efficaces différentielles et de simple polarisation correspondant aux asymétries dues à la polarisation du faisceau (F), ou de la cible (C), ou du recul (R), il faut mesurer au moins quatre observables de double polarisation parmi les classes (FC) ou (CR) ou (FR) sans qu'elles appartiennent toutes à la même classe.

De ces considérations, il résulte que toute installation expérimentale performante, dévolue à l'étude des processus élémentaires, doit disposer au moins de faisceaux et de cibles polarisés avec éventuellement la possibilité de mesurer la polarisation des particules produites à l'état final. Le but de ce cours est de faire le point sur les possibilités qu'offre la technologie moderne dans ce domaine.

II - CIBLES POLARISEES

2.1 - Les cibles classiques à spin gelé

2.1.1 - Mécanismes de polarisation

a) Polarisation d'équilibre

Le point de départ de toute discussion concernant la polarisation est fourni par le moment magnétique des particules concernées : le proton, le deuton et l'électron. Une cible polarisée peut être considérée comme un ensemble de ces particules, placé dans un champ magnétique élevé, et refroidi à basse température. L'interaction Zeeman entre le moment magnétique μ et le champ magnétique externe B , génère une série de $2I + 1$ sous-niveaux, où $I = 1/2$ pour le proton et l'électron et $I = 1$ pour le deuton. A l'équilibre thermique, la population de deux sous-niveaux est donnée par la loi de Boltzmann :

$$N(E + \Delta E) = N(E) \cdot \text{Exp}(-\Delta E/kT) \quad (2)$$

où T est la température du système,
 k est la constante de Boltzmann et
 ΔE la séparation en énergie des sous-niveaux considérés.

Le déplacement en énergie d'un niveau est donné par :

$$E = - \vec{\mu} \cdot \vec{B} \quad (3)$$

et la figure 1 illustre les déplacements obtenus en fonction de la composante "OZ" du spin.

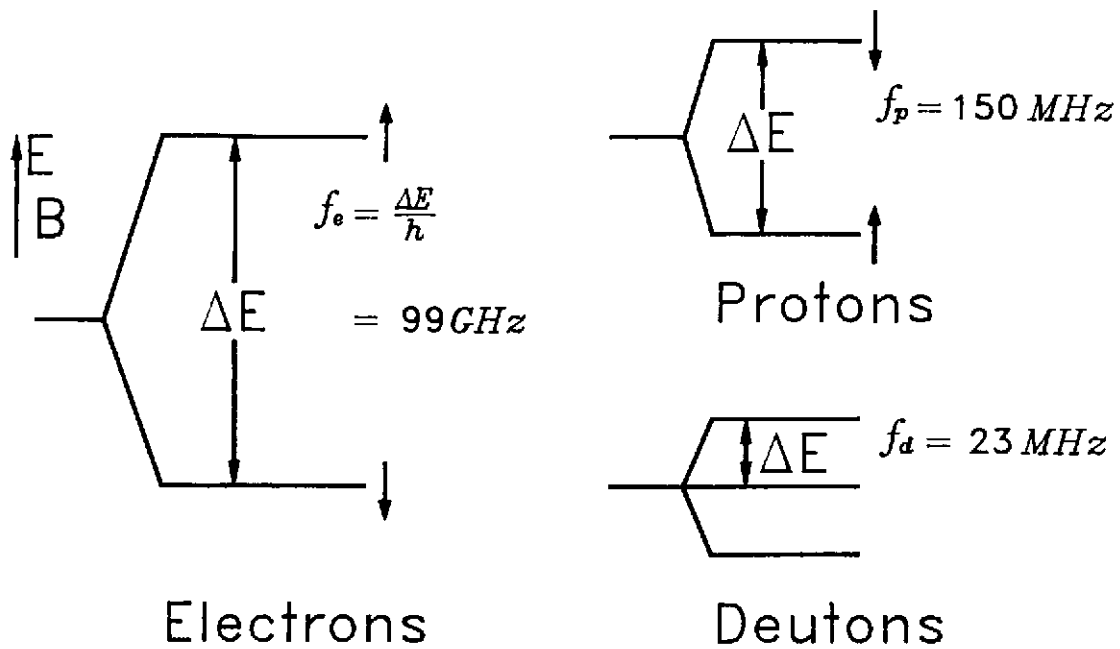


Figure 1 : Déplacements en énergie en fonction de la projection "OZ" du spin. Les fréquences de Larmor donnent les échelles d'énergie ; très différentes pour les électrons et les baryons notamment. Le champ magnétique B est de 3,5 Tesla.

On obtient facilement pour les électrons, les protons et les deutons, les relations suivantes :

$$\text{ELECTRONS} \quad \frac{N_+}{N_-} = e^{-\frac{2\mu_e B}{kT}} \quad (4)$$

$$\text{PROTONS} \quad \frac{N_+}{N_-} = e^{-\frac{2\mu_p B}{kT}} \quad (5)$$

$$\text{DEUTONS} \quad \frac{N_+}{N_0} = \frac{N_0}{N_-} = e^{-\frac{\mu_d B}{kT}} \quad (6)$$

et tenant compte des définitions de la polarisation pour des particules de spin 1/2 et de spin 1 respectivement, les relations permettant le calcul de la polarisation d'équilibre qui n'est fonction que du moment magnétique, du champ magnétique et de la température.

• Particules de spin 1/2

$$\text{Polarisation vectorielle : } P_z = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} \quad (7)$$

• Particules de spin 1

$$\text{Polarisation vectorielle : } P_z = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_0 + N_-} \quad (8)$$

$$\text{Polarisation tensorielle : } P_{zz} = \frac{N_+ + N_- - 2N_0}{N_+ + N_0 + N_-} \quad (9)$$

$$P_z = \tanh \frac{\mu_p B}{kT} \quad (10)$$

où $-1 < P_z < 1$

Pour les Deutons :

$$P_z = \frac{4 \tanh \frac{\mu_d B}{2kT}}{3 + \tanh^2 \frac{\mu_d B}{kT}} \quad (11)$$

où $-1 < P_z < 1$

$$P_{zz} = \frac{4 \tanh^2 \frac{\mu_d B}{2kT}}{3 + \tanh^2 \frac{\mu_d B}{kT}} \quad (12)$$

où $-2 < P_{zz} < 1$

$$P_{zz} = 2 - \sqrt{4 - 3P_z^2} \quad (13)$$

On rappelle que :

$$\begin{aligned} \mu_e &= 5,79 * 10^{-5} \text{ eV/T (electrons)} \\ \mu_p &= 8,80 * 10^{-8} \text{ eV/T (protons)} \\ \mu_d &= 2,70 * 10^{-8} \text{ eV/T (deutons)} \\ k &= 8,617 * 10^{-5} \text{ eV/}^\circ\text{K (Boltzmann)} \end{aligned}$$

L'interprétation physique de ces relations est que les particules ont tendance à occuper préférentiellement les niveaux d'énergie les plus bas, mais que cette répartition est contrecarrée par l'agitation thermique. La disparité entre les populations est d'autant plus grande, à température donnée, que l'écart en énergie entre deux niveaux successifs est grand, ce qui ne dépend que du champ magnétique et du moment magnétique. Malheureusement, le moment magnétique du proton μ_p est petit (658 fois plus petit que celui de l'électron), et celui du deuton encore plus petit. Par conséquent, la polarisation nucléaire (proton ou deuton) obtenue par la méthode décrite ci-dessus est très petite. Dans un champ magnétique de 2,5 Tesla, à la température de 1 degré Kelvin, on obtient 0,25% pour les protons et 0,05% pour les deutons, alors que les électrons sont polarisés à 92% dans ces mêmes conditions. Heureusement, la technique polarisation dynamique, développée dès 1953 pour les métaux³⁾ (effet Overhauser) et en 1958 pour les isolants solides⁴⁾ (effet solide) permet d'obtenir des taux de polarisation nucléaires élevés.

b) Effet solide

Une description très simplifiée de l'effet solide peut être donnée comme suit. Un matériau solide, pouvant convenir de cible, est dopé de radicaux paramagnétiques fournissant des électrons dont le spin n'est pas apparié. Ceux-ci se polarisent très facilement. L'interaction dipôle-dipôle entre les spins du nucléon et de l'électron donne lieu à une interaction hyperfine correspondant à la répartition de niveaux schématisée par la Figure 2 pour une cible de protons. En utilisant un champ Radio-Fréquence (environ 70 GHz à 2,5 Tesla), la polarisation élevée des électrons peut être transférée aux protons.

Cette technique de polarisation "dynamique" marche bien, parce que le temps de relaxation du spin des protons est beaucoup plus grand que celui du spin des électrons. On notera que le spin des protons peut être orienté dans le sens du champ magnétique ou dans le sens opposé, en changeant légèrement la fréquence du champ R.F., sans changer aucun autre paramètre, ce qui est très avantageux pour réduire les erreurs systématiques lors d'une expérience de physique nucléaire.

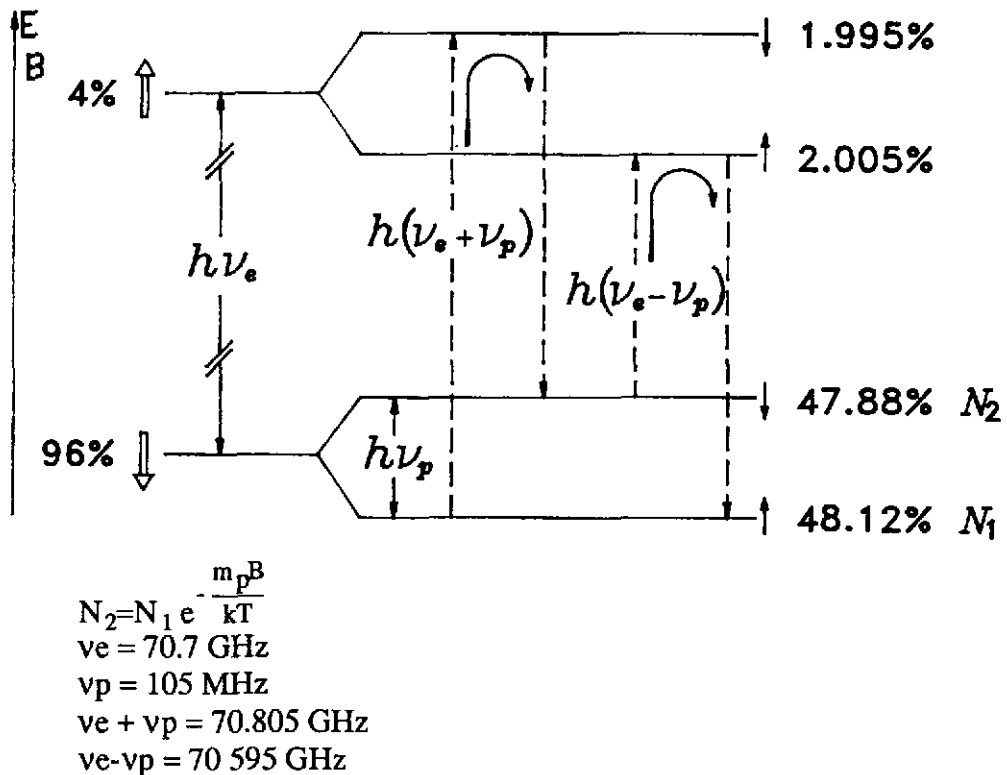


Figure 2 : Représentation schématique de l'effet solide à $B = 2,5 \text{ T}$ et $T = 1^\circ\text{K}$. A l'équilibre $P_p = 0,25\%$, $P_e = 92\%$.

En principe, le taux de polarisation des protons peut atteindre celui des électrons ; en pratique, le modèle simple décrit ci-dessus n'est applicable que si le spectre de résonance du spin de l'électron des radicaux paramagnétiques est étroit comparé à ν_p , ce qui n'est pas toujours le cas. La polarisation des espèces nucléaires, en particulier les deutons, est alors inférieure à celle des électrons, d'une part, parce que les deux transitions interdites ($\nu_e + \nu_p$ et $\nu_e - \nu_p$) sont excitées simultanément ; d'autre part, la transition permise (ν_e), également excitée, vide, le niveau que l'on essaie de remplir (effet-solide différentiel). On entend par transition interdite une transition où les deux spins sont basculés simultanément et par transition permise celle correspondant au retournement d'un seul spin.

Le modèle basé sur l'effet-solide discret, décrit très bien le mécanisme de polarisation de la première cible polarisée LMN, un sel cristallin dopé au Néodyme. Ce matériau qui ne contient que 3% en poids d'Hydrogène a été utilisé comme cible de 1962 à 1968. Il est très sensible aux dommages causés par irradiation.

c) Théorie : "Equal-spin temperature"

Vers la fin des années 60, le LMN a été remplacé par des matériaux organiques. Dans des matériaux amorphes, comme l'alcool gelé, le mécanisme de polarisation dynamique est sensiblement différent de celui schématisé par l'effet-solide et est décrit par la théorie : "Equal-spin temperature". Ce modèle est nécessaire quand la concentration d'électrons devient si importante que l'interaction dipolaire des spins des électrons ne peut plus être négligée. Ces interactions sont faibles comparées aux interactions Zeemann des spins des électrons ou des nucléons ; cependant, on considère dans cette théorie que l'interaction spin-spin des électrons constitue un réservoir thermique décrit par une température T_{SS} . Dans ce cas, le schéma de niveaux n'est pas discret, pour des nombres quantiques de spin identiques, mais plutôt représenté par des bandes de niveaux quasi-continus. La population des niveaux à l'intérieur d'une bande est décrite par une distribution de Boltzmann avec la température T_{SS} , tandis que la population de différentes bandes est régie par T_{Ze} . Ce n'est qu'à l'équilibre thermodynamique, soit en l'absence de champ RF et après un temps de relaxation suffisamment long que $T_{SS} = T_{Ze}$ et sont égaux à T_L la température du réseau.

La figure 3, extraite de la référence 5, schématise les idées directrices de la théorie : "Equal-spin temperature", dont la description dépasse le cadre de ce cours et est exposée en détail dans la Référence 6.

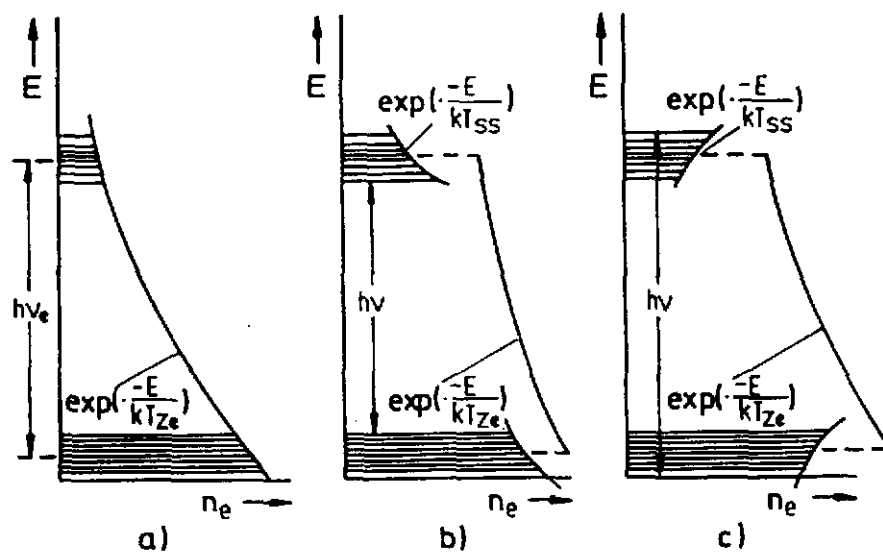


Fig. 3 : Densités de population des niveaux d'électron n_e à différentes températures T_{SS} du "réservoir" correspondant à l'interaction spin-spin et du réservoir Zeeman T_{Ze} .

a) Réservoirs "ss" et "Ze" en équilibre thermique avec le réseau, soit $T_{SS} = T_{Ze} = T_L$.

b) $0 < T_{SS} < T_{Ze}$

c) $T_{SS} < 0, \quad 0 < T_{Ze}$

Disons simplement, qu'en l'absence de relaxation, T_{SS} et T_{ZE} peuvent être considérés comme indépendants, à tel point que, en jouant sur la fréquence du champ RF, comme indiqué à la figure 3, on puisse modifier indépendamment les populations intra-bandes et inter-bandes. La différence importante par rapport à l'effet solide est que la fréquence optimum de polarisation est essentiellement gouvernée par T_{SS} . Le taux maximum de polarisation pour différentes espèces nucléaires (en pratique proton et deuton) est atteint pour la même fréquence RF donc la même température T_{SS} . Ce n'était pas le cas pour l'effet-solide, où le maximum de polarisation était atteint à des fréquences différentes pour le même spin et différents μ_N , avec comme limite supérieure la polarisation des électrons.

Une conséquence importante de la théorie EST est que les espèces nucléaires ayant un petit moment magnétique sont handicapées. (voir les relations (4), (5) et (6) où l'on a remplacé T par T_{SS}). C'est une des raisons pour lesquelles, dans les cibles de Butanol ou d'Ammoniac, la polarisation des deutons reste limitée à 50% alors que celle des protons atteint 95%. La figure 4 illustre ces propos.

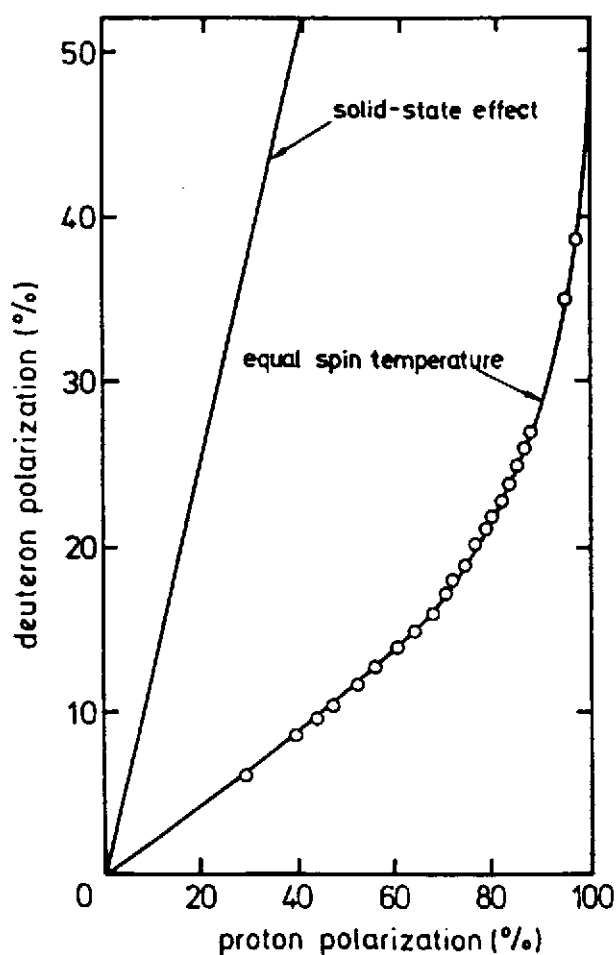


Figure 4 : Exemple d'une cible d'Ethanediol $[C_2D_4(OH)_2]$ partiellement deutéré dans laquelle les protons et les deutons ont toujours la même température de spin T_{SS} . Les données ont été enregistrées pendant le processus de polarisation dynamique à $0,54^\circ K$ et 2,5 Tesla.

2.1.2 - Technologie

Comme expliqué ci-dessus, une polarisation nucléaire élevée dans un matériau cible convenable est obtenue à basse température et dans un champ magnétique élevé. En plus, on se sert de micro-ondes afin de générer le processus de polarisation dynamique. La mesure de la polarisation s'effectue par résonance magnétique nucléaire et sera décrite dans la deuxième partie de ce cours. La figure 5 illustre schématiquement les principaux ingrédients d'une cible polarisée. Dans ce cas, la cible travaille en mode continu, c'est-à-dire que la polarisation est constamment excitée dans un champ magnétique élevé (2,5 Tesla).

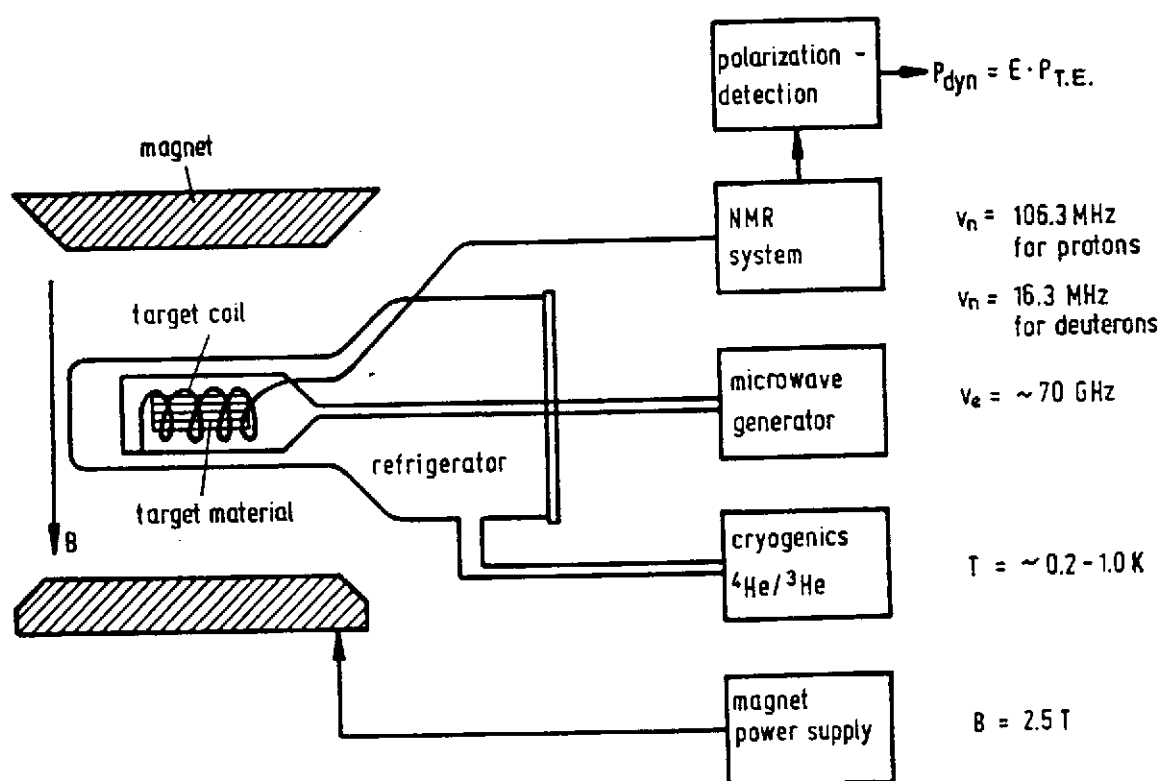


Figure 5 : Représentation schématique des principaux éléments d'une cible polarisée.

En mode continu, la température est maintenue moyennement basse (200 mK - 4 K), afin d'optimiser les temps de relaxation des spins des électrons (court) et celui des nucléons (long).

Actuellement, les cibles polarisées classiques travaillent le plus souvent en mode dit à "Spin gelé". Pour ce faire, après avoir obtenu un taux de polarisation élevé à champ fort et température moyenne en quelques heures, on descend la température en-dessous de 50 mK, ce qui augmente considérablement le temps de relaxation, on peut alors baisser le champ à des valeurs de l'ordre de 0,5 Tesla, tout en conservant des temps de relaxation supérieurs à 10 jours. Le champ de maintien peut être assuré par des bobines situées loin de la zone

d'interaction, ce qui assure aux particules produites à l'état final d'une réaction nucléaire un grand angle solide disponible pour atteindre les détecteurs.

2.1.3 - Exemples

a) Réalisation : la cible BOFROST de Bonn

La figure 6 montre la cible BOFROST de Bonn⁵⁾, dont la conception s'inspire très largement de la cible Nucléon-Nucléon du LNS⁷⁾. On remarquera les bobines de maintien horizontale et verticale permettant d'orienter le spin dans n'importe quelle direction en faisant tourner le champ magnétique de maintien (le spin suit le champ).

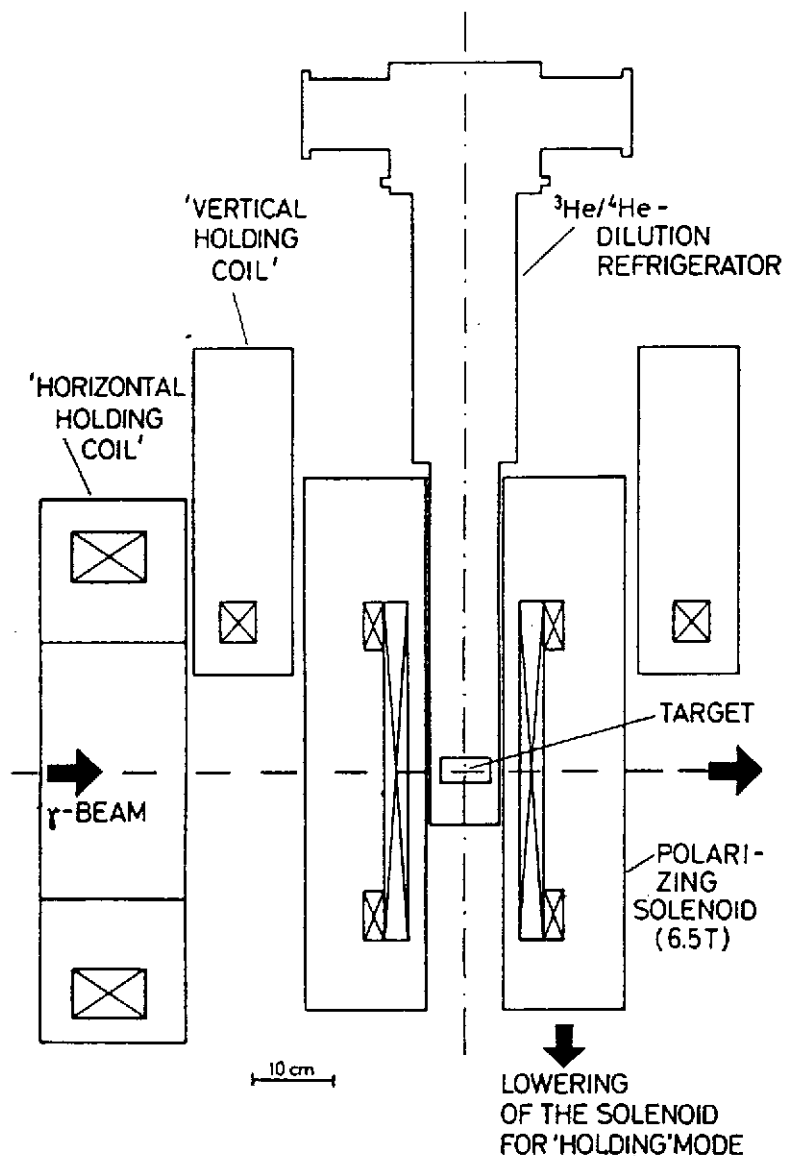


Figure 6 : Cible à spin gelé. Après obtention de la polarisation maximum, le solénoïde de polarisation est escamoté. Les bobines de maintien horizontale ou verticale sont utilisées pour orienter le spin dans la direction souhaitable.

Les cibles classiques utilisent essentiellement deux types de matériaux : le Butanol et l'Ammoniac (NH_3), qui contiennent respectivement 13,6% et 17,6% en poids de protons polarisables. Les mêmes matériaux deutérés contiennent 23,8% et 30% en poids de Deuterium polarisable. La Figure 7 donne la composition exacte des cibles de Butanol. Ce type de cible est relativement sensible aux dommages induits par irradiation ; cependant, ceux-ci peuvent être "réparés" en réchauffant la cible, comme indiqué à la Figure 8. Enfin, le Tableau 1 donne les caractéristiques des cibles Butanol. Tandis que la Figure 9 illustre la différence des comportements entre Butanol et NH_3 , quant à la résistance aux rayonnements.

Le Tableau 2 présente les performances comparatives de ces deux types de cible.

TARGET MATERIALS

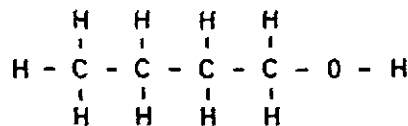
polarized protons

95%	1-butanol
5%	water (H_2O)
1-2%	porphyraxide

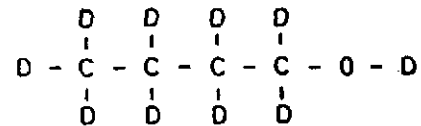
polarized deuterons

95%	1-butanol - d_{10}
5%	water (D_2O)
1-2%	porphyraxide

1-butanol ($\text{C}_4\text{H}_9\text{OH}$)



1-butanol - d_{10} ($\text{C}_4\text{D}_9\text{OD}$)



98% of the H-atoms are substituted by D-atoms

porphyraxide :

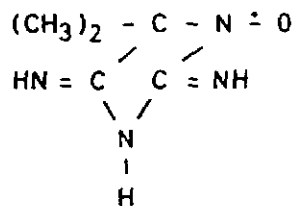


Figure 7 : Composition du Butanol et du Butanol deutéré utilisé comme matériau pour les cibles. La liaison non saturée Azote-Oxygène fournit l'électron libre (radical)

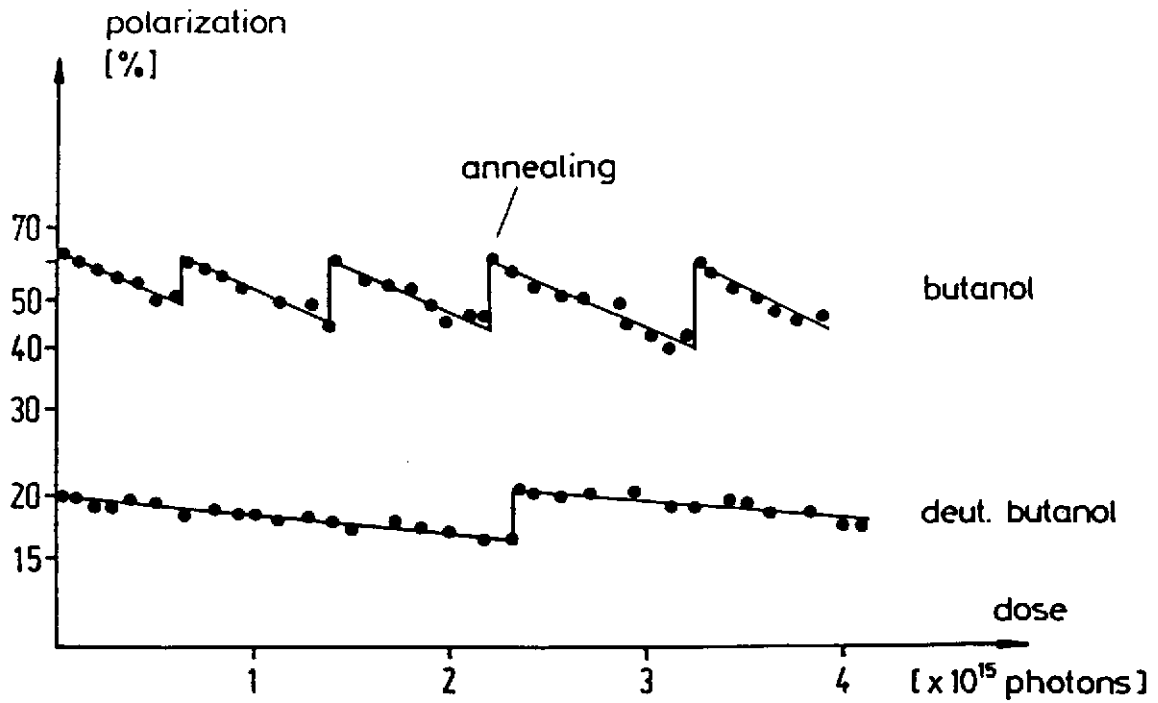


Figure 8 : Historique de la polarisation du Butanol et du Butanol deutéré en fonction de la dose d'irradiation. Les phases de récupération consistent à élever la température au-delà de 110 K..

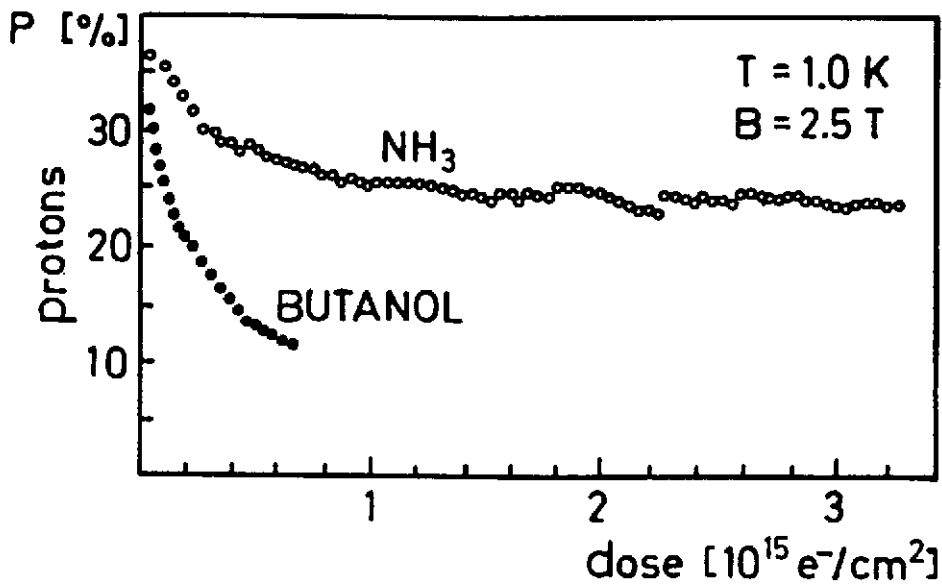


Figure 9 : Comportement de la polarisation des protons dans l'Ammoniac et le Butanol en fonction de la dose induite par un faisceau d'électrons à 1K et 2,5T.

Tableau 1 : Compilation des paramètres les plus importants correspondant au Butanol et au Butanol deutéré, à différentes températures T dans un champ magnétique de 2,5 Tesla.

refrigerator	Butanol (protons)			d-butanol (deuterons)		
	⁴ He	³ He	³ He/ ⁴ He	⁴ He	³ He	³ He/ ⁴ He
T [K]	1	0.5	0.2	1	0.5	0.2
P _{max} [%]	40	70	80	10	22	27
τ ₀₇ [min]	1	10	60	1	10	60
k	1/4.2			1/4.2		
k.P [%]	9.5	16.7	19.0	2.4	5.2	6.4
Φ ₀ [photons/cm ²]	1.2 * 10 ¹⁵			4.7 * 10 ¹⁵		

P_{max} = maximum polarization

τ₀₇ = time to reach 70% of the maximum polarization

k = ratio of free polarizable nucleons (e.g. protons) to total number of nucleons

k.P = total polarization of the target material

Φ₀ = depolarization constant

Table 2 : Polarisations maximum obtenues à Bonn, pour les protons et les deutons.

Protons

T (K)	1	0.5	0.2	remarks
butanol	0.40	0.70	0.80	chemically doped (porphyrexide)
NH ₃	0.40	0.66	0.92*	"high temperature" irradiated

* CERN results

Deuterons

T (K)	1	0.5	0.2	remarks
d - butanol	0.10	0.22	0.27 (0.06) ⁺	chemically doped (porphyrexide)
	0.035	0.11	0.31 (0.07) ⁺	"high temperature" irradiation
ND ₃	0.09	0.14	0.44 (0.15) ⁺	additional "low temperature" irr.
	-	-	*0.49 (0.19) ⁺	additional "low temperature irr.

* measurement at 3.5 T magnetic field

+ tensor polarization values

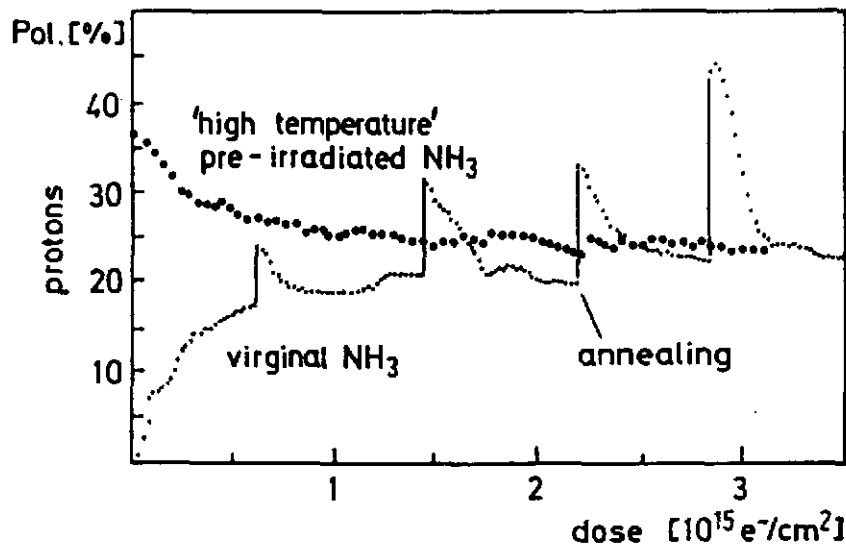


Figure 10 : Comparaison des taux de polarisation obtenus pour les protons à 1K et 2,5T pour de l'Ammoniac pré-irradié à "haute température" et du NH₃ vierge en fonction de la dose d'irradiation dans un faisceau d'électrons.

Une propriété intéressante de l'Ammoniac est que l'on peut y introduire des radicaux libres par irradiation plutôt que par dopage chimique. Il existe deux techniques différentes d'irradiation :

- à haute température (80 - 90°K)
- à basse température ($\cong 1^\circ\text{K}$)

L'irradiation à basse température permet d'introduire les radicaux libres nécessaires pour la polarisation dynamique pendant l'expérience, ce qui marche bien avec des faisceaux d'électrons, dont la grande intensité permet de produire un nombre adéquat de radicaux ($10^{19} - 10^{20}$ spins/ml) en un temps raisonnable. L'expérience a montré qu'il était plus avantageux d'utiliser l'irradiation à haute température, comme le montre la Figure 10.

b) Expérience : Mesure de l'asymétrie cible dans la photoproduction de η .

Près du seuil, la photoproduction du méson η dans la réaction :



est largement dominée par l'excitation dans l'état intermédiaire de la résonance N^* : S_{11} (1535)⁸. Bien que les distributions angulaires des sections efficaces différentielles indiquent une contribution appréciable d'autres résonances telles que D_{13} , D_{15} et F_{15} ⁹, les amplitudes correspondantes ne peuvent être déterminées précisément à partir des seules sections efficaces différentielles. Après avoir mesuré celles-ci à Bonn⁸, nous sommes en mesure d'utiliser la cible de protons polarisés BOFROST associée d'une part, au spectromètre de mésons neutres SPES ϕ (sensible aux γ de décroissance des η produits) et d'autre part, au système de détection PHOENICS constitué de scintillateurs sensibles

aux protons de l'état final de la réaction (14), pour mesurer l'asymétrie due à la polarisation de la cible, soit la réaction :



Dans ce cas particulier, on a remplacé la bobine de maintien horizontale (cf. figure 6) par deux petites bobines de Helmholtz supraconductrices situées respectivement au-dessus et en-dessous de la cible, créant un champ de maintien de 0,4 Tesla dans une zone très localisée. Les protons sortants sont très peu affectés par ce champ et les photomultiplicateurs du SPES ϕ suffisamment blindés pour supporter le faible champ de fuite les atteignant.

La figure 11, extraite de la référence 9, montre l'observable T, liée à l'asymétrie produite par la polarisation de la cible. On constate que la résonance S₁₁, qui domine les sections efficaces, ne produit aucune asymétrie ; par contre, une petite contribution de la résonance D₁₃, produit une asymétrie atteignant 40%. On constate également que la résonance D₁₅, induit une asymétrie grande en opposition de phase par rapport à D₁₃.

Les mesures d'asymétrie cible, actuellement en cours à Bonn, permettraient d'établir précisément la contribution des états D au processus de photoproduction du méson η . De telles mesures n'ont jamais été tentées jusqu'à présent et constitueront une première mondiale.

Target polarization

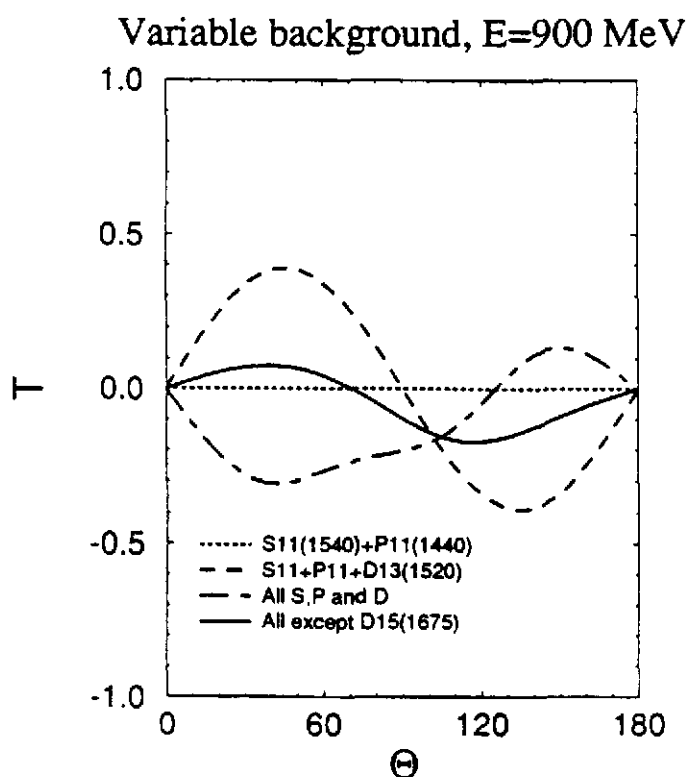


Figure 11 : Contribution des résonances N* à l'asymétrie cible, dans la photoproduction du méson η sur le proton. Extrait de la référence 9.

2.2 - La cible $\vec{H}\vec{D}$:

2.2.1 - Etats rotationnels moléculaires et temps de relaxation

Les cibles polarisées conventionnelles peuvent désormais être couramment produites, et la technologie de fabrication est bien au point. Cependant, un de leurs inconvénients majeurs est qu'elles ne sont pas pures ; le nombre de nucléons polarisables ne représentant qu'un tiers du nombre total de nucléons présents dans la cible. De plus, pour atteindre des temps de relaxation suffisamment longs, il est nécessaire de maintenir la cible à très basse température bien au-dessous de $0,3^\circ\text{K}$, dans un champ de maintien relativement grand, de l'ordre de 0,5 Tesla. Tout ceci n'est possible qu'en équipant la ligne de faisceau d'une machinerie complexe, comprenant au moins un réfrigérateur à dilution et une bobine supraconductrice. Finalement, la polarisation vectorielle des deutons dépasse rarement 50% alors que celle des protons peut atteindre 95%.

Est-il possible de développer une cible pure, dont tous les nucléons soient polarisables, avec des taux de polarisation de l'ordre de 90% pour les protons et supérieurs à 65% pour les deutons, ayant de surcroît des temps de relaxation de plusieurs jours à des températures "élevées", de l'ordre de quelques $^\circ\text{K}$ dans des champs magnétiques faibles (quelques Kgauss) ? La réponse est "oui", pourvu que l'on considère la polarisation des molécules de HD, plutôt que celle des espèces plus connues, telles que H_2 et D_2 . La Figure 12 donne une représentation schématique des états rotationnels correspondant aux molécules d'Hydrogène H_2 , HD et D_2 . Les contraintes de symétrie, imposées aux fonctions d'onde totales de H_2 (deux fermions) et D_2 (deux bosons) limitent les orientations des spins nucléaires à basse température, où le moment angulaire orbital doit être égal à zéro.

Pour H_2 , à la température ambiante, la variété la plus abondante, appelée ortho- H_2 correspond au couplage des spins à un spin total $S=1$ avec un moment angulaire orbital $L = \text{impair}$. Comme les spins nucléaires sont alignés, o- H_2 peut être polarisé. Cependant, l'état d'équilibre à basse température est le para-Hydrogène, ayant $L=0$ et $S=0$ comme l'exige l'antisymétrie de la fonction d'onde. Dans ce cas, les moments magnétiques nucléaires sont antiparallèles et par conséquent, le pur H_2 ne peut être polarisé.

Dans le cas du Deutérium, c'est le para- D_2 ($S=1$, $L=\text{impair}$) qui disparaît à basse température, ne laissant que les ortho- D_2 ($S=0,2$; $L=0$). Bien que 5/6 des noyaux de o- D_2 aient leurs spins alignés ($S=2$), le petit moment magnétique du deuton rend la polarisation du pur D_2 très difficile.

Par contre, la configuration de la molécule hétéronucléaire HD (un boson et un fermion) n'est pas contrainte par une symétrie particulière et de ce fait peut se trouver dans l'état rotationnel moléculaire $L=0$ indépendamment de l'orientation des spins de H et D.

Aux basses températures considérées ici, la cible de HD est sous forme de glace, donc à l'état solide. Comme le couplage entre les spins nucléaires et le réseau solide (couplage spin-réseau) se fait par l'intermédiaire du moment angulaire orbital de la molécule (ici égal à zéro), il est très difficile d'apporter aux spins nucléaires l'énergie nécessaire à leur basculement. On dit que le temps de relaxation spin-réseau est grand. Il

peut atteindre plusieurs jours, même à 4°K. Autrement dit, une fois polarisée, la cible $\vec{H} \vec{D}$ peut rester polarisée, même à champ faible et à la température de l'Hélium liquide pendant un temps suffisant pour effectuer une expérience de physique nucléaire. Bien que ce temps de relaxation long soit nécessaire du point de vue de l'expérimentateur, il rend la phase de polarisation également longue et difficile. La solution à ce dilemme a été suggérée par Honig¹⁰⁾ en 1967. Le temps de relaxation (polarisation) peut être considérablement réduit en ajoutant au pur HD une faible concentration ($\approx 10^{-4}$) de o-H₂ et de p-D₂.

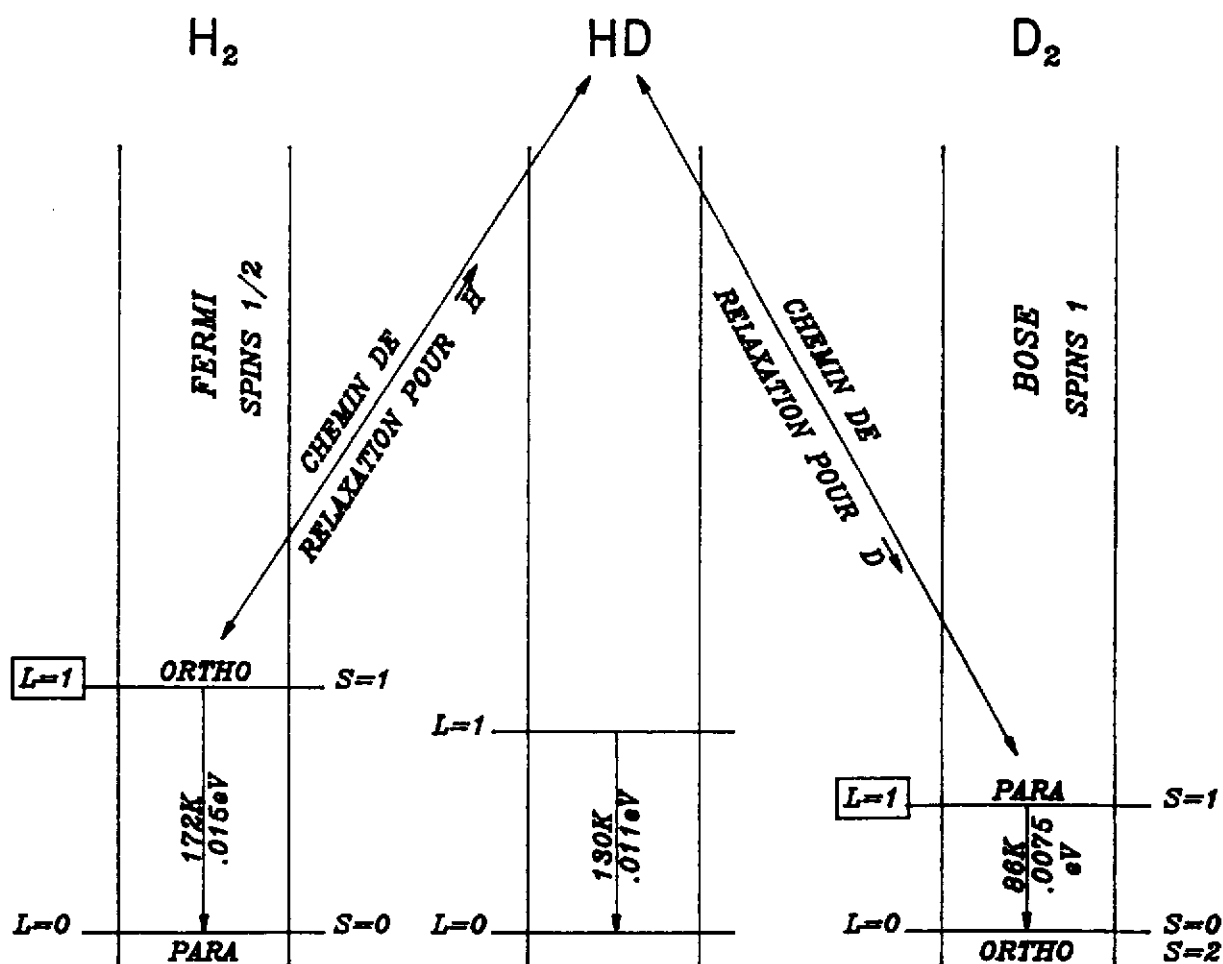


Figure. 12 : Etats rotationnels moléculaires des molécules d'Hydrogène.

A très basse température, o-H₂ et p-D₂ décroissent vers p-H₂ et o-D₂ suivant e^{-t/T_0}

$T_0 = 6,25$ jours pour o-H₂

$T_0 = 18,25$ jours pour p-D₂

2.2.2 - Polarisation de H

L'adjonction d'une faible concentration de o-H₂ et de p-D₂ est importante, parce que leur moment angulaire orbital, L=1 se couple simultanément aux spins nucléaires et au réseau solide. Par conséquent, les noyaux H et D de ces molécules de L=1 se polarisent facilement (rapidement). Comme il existe une interaction spin-spin entre ces noyaux et leurs homologues de la molécule HD, il y a échange de polarisation par interaction spin-spin adiabatique et l'on peut ainsi polariser assez rapidement la molécule HD par ailleurs isolée du réseau.

Comme indiqué au paragraphe précédent, les états o-H₂ et p-D₂ de L=1 doivent décroître vers leurs états fondamentaux L=0. Pour les raisons de symétrie évoquées plus haut, cette décroissance implique un changement simultané du moment angulaire orbital et du spin total. Les états de L=1 sont donc métastables et la décroissance est relativement lente. Dans le HD, les transitions o-H₂ → p-H₂ et p-D₂ → o-D₂ ont des constantes de temps de 6,25 et 18,25 jours respectivement. Ces constantes de temps ne dépendent ni de la température, ni du champ magnétique, aux très basses températures considérées ici.

Pour retrouver des temps de relaxations longs, il "suffit", après avoir polarisé la cible $\vec{H} \vec{D}$, d'attendre suffisamment longtemps pour que les impuretés o-H₂ et p-D₂ aient déchu vers leurs états fondamentaux magnétiquement inertes. Les spins nucléaires sont alors complètement isolés du réseau et la cible $\vec{H} \vec{D}$ peut rester polarisée plusieurs jours, même à "haute" température et faible champ. En pratique, les temps de relaxation dépendent de la concentration en o-H₂ et p-D₂, de la température et du champ magnétique. Ils sont d'autant plus longs que les concentrations sont faibles, que la température est basse et que le champ magnétique est important. Nous verrons que pour des concentrations de l'ordre de 10⁻⁷, une température de 4°K et un champ de 8 Tesla, une cible $\vec{H} \vec{D}$ ne perd que 50% de sa polarisation initiale après plus d'une année.

Alors que dans une cible classique, les spins nucléaires sont "gelés" parce qu'elle est maintenue à basse température (50mK) pendant l'expérience, pour la cible $\vec{H} \vec{D}$, les spins nucléaires sont gelés, parce que les cheminements de relaxation ont été coupés : toutes les molécules dans un état L = 0. On peut dès lors travailler sous faisceau à 1,5°K et obtenir des temps de relaxation de plusieurs jours, voire plusieurs semaines à 0,4 Tesla.

On peut dès lors décrire le cycle de polarisation comme suit. Un échantillon de HD convenablement dopé, est maintenu d'abord à très basse température dans un champ magnétique élevé. Les spins des protons et deutons se relaxent, s'alignant sur le champ magnétique et transfèrent l'énergie de transition correspondante au réseau. Comme décrit au § 1.1.1., on peut utiliser les relations (7) à (11) pour calculer les polarisations d'équilibre qui ne dépendent que du champ magnétique, de la température et du moment magnétique de l'espèce nucléaire considérée. On sait déjà, que pour obtenir des polarisation d'équilibre élevées pour les protons, il faudrait des températures très basses dans un champ magnétique aussi élevé que possible. Grâce à la technologie moderne des réfrigérateurs à dilution ³He/⁴He, on peut espérer descendre à 10mK, d'autre part, un solénoïde supra-conducteur produisant un champ de 15 Tesla reste d'un prix abordable. La relation (10) permet de calculer la polarisation des protons qui sera de 91%, par contre, la polarisation vectorielle des deutons, donnée par la relation (11), ne sera dans ces

conditions que de 27%. De plus, alors que le temps de décroissance des impuretés o-H₂ magnétiquement actives est de 6,25 jours, ce qui nous oblige à laisser vieillir la cible pendant quelques semaines pour assurer un temps de relaxation suffisamment long aux protons ; la constante de temps correspondant au p-D₂ est de 18,25 jours, ce qui correspond à plusieurs mois de vieillissement à 10 mK et 15 Tesla dans le cas du deuton. Pour ces deux raisons : faible polarisation et temps de vieillissement trop long, il est préférable de polariser le deuton en utilisant une méthode dynamique semblable à celle décrite dans le chapitre consacré aux cibles classiques. Mais au lieu de transférer la polarisation des électrons aux protons, nous allons, dans le cas du HD transférer la polarisation des protons aux deutons.

2.2.3 - Polarisation de D (passage adiabatique rapide)

Dans le cycle standard qui sera utilisé pour la préparation des cibles $\vec{H}\vec{D}$, on n'utilisera que le o-H₂ pour doper la cible et polariser les protons à champ élevé et très basse température, sans introduire de p-D₂. Les deutons seront polarisés en transférant par étapes répétées, la polarisation des protons aux deutons en utilisant une méthode dérivée de la polarisation dynamique et appelée : "Passage adiabatic rapide"¹¹⁾. Cette technique exploite le couplage dipolaire entre les noyaux de H et D appartenant à différentes molécules de HD. Le schéma de niveau généré par le couplage décrit ci-dessus, correspondant à un seul H et un seul D de deux molécules HD voisines est représenté à la Figure 13.

Bien que les états a-f, puissent être approximativement caractérisés par les nombres quantiques m_H et m_D , le couplage dipolaire génère un mélange des états. Dès lors, une petite composante d'états ($m_H, m_D \pm 1$) s'ajoute aux états (m_H, m_D). En excitant ces transitions "interdites", la polarisation des protons peut être transférée aux deutons. A une valeur donnée du champ magnétique B_0 , les transitions $b \leftrightarrow d$ et $c \leftrightarrow e$ sont excitées à une fréquence plus basse que les transitions $a \leftrightarrow e$ et $b \leftrightarrow f$. En ajustant convenablement le champ RF, on peut choisir le sens des transitions. La terminologie : PAR "Passage Adiabatique Rapide" veut dire que l'on varie, continument la fréquence en passant par la fréquence de résonance, et l'on peut montrer que cette technique aboutit à l'interversion des populations des sous-états magnétiques "b" et "d" par exemple.

Partant d'une polarisation des protons égale à +1 et d'une polarisation vectorielle des deutons égale à ϕ (états "d", "e" et "f" uniformément peuplés et les états "a", "b" et "c" vides) après un PAR, on retrouve une polarisation des protons égale à -2/3 et une polarisation vectorielle des deutons égale à +2/3. On voit que ce PAR a transféré 66% de la polarisation des protons aux deutons. En pratique, il est difficile de dépasser un rendement de 50%. Le PAR doit se faire à champ faible (0,03 Tesla) afin de déplacer la fréquence de RMN vers des fréquences assez basses et limiter la puissance dissipée. Après cette opération, les protons peuvent être repolarisés en accroissant le champ magnétique jusqu'à 15-17 Tesla. Comme le temps nécessaire à la polarisation des protons est assez court (24 heures) par rapport à la constante de temps de décroissance du o-H₂ (6,25 jours), on peut répéter l'opération décrite ci-dessus, afin d'accroître encore la polarisation des deutons.

Cette phase de polarisation terminée, la cible $\vec{H}\vec{D}$ doit être maintenue à basse température et champ élevé, pendant un temps suffisamment long pour que les impuretés

de $o\text{-H}_2$ aient décro, accroissant le temps de relaxation. La figure 14 montre le déroulement temporel de tout le cycle de polarisation. On voit que la concentration de $o\text{-H}_2$: " C_1^H ", décroît exponentiellement de $5 \cdot 10^{-4}$ à $2 \cdot 10^{-7}$ pendant les 45 jours que dure le cycle. Les PAR ont lieu après 2,5 jours et 6 jours respectivement, à faible champ ; et ne durent que quelques minutes. Enfin, les polarisations des protons " H " et des deutons " D " évoluent au cours du temps comme indiqué au bas de la figure. Cette procédure permet de produire une cible HD polarisée, à spin gelé avec des taux de polarisation d'au moins 80% pour les protons et d'au moins 50% pour les deutons. Le taux de polarisation tensorielle des deutons est d'au moins 20%. On remarquera que la température n'atteint 10mK qu'après une dizaine de jours ; en effet, la décroissance $o\text{-H}_2 \rightarrow p\text{-H}_2$ est exothermique et la relativement grande concentration de $o\text{-H}_2$ au début du cycle contrarie la descente en température, car la puissance des réfrigérateurs à dilution $^3\text{He}/^4\text{He}$ diminue très rapidement lorsque la température baisse (typiquement quelques μWatt à 10 mK).

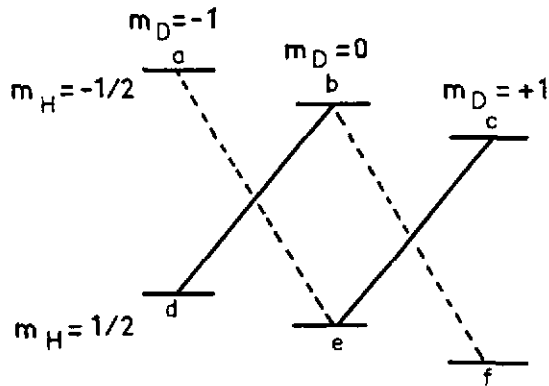


Figure 13 : Schéma des sous-états magnétiques de noyaux H et D appartenant à deux molécules HD voisines, interagissant par couplage dipolaire. Les transitions "interdites" sont connectées par des traits.

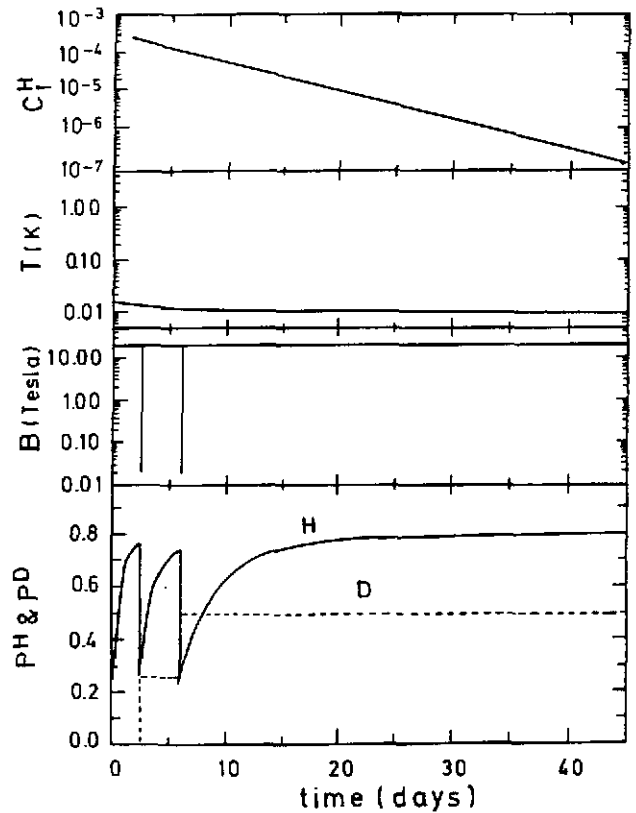


Figure 14 : Déroulement temporel de la polarisation d'une cible HD. C_1^H est la concentration de ortho- H_2 . Après 2,5 et 6 jours, respectivement, on transfère la polarisation de $\text{H} \rightarrow \text{D}$ par transitions "interdites". La polarisation de H et D sont décrites par les traits solide et interrompu.

2.2.4 - Temps de relaxation

De petits échantillons de HD polarisés ($\cong 1\text{cm}^3$) sont couramment fabriqués par le Professeur A. Honig et son groupe à l'Université de Syracuse (N.Y., USA) pour les études de fusion par confinement inertiel par bombardement laser à Rochester. Une étude de faisabilité, récemment menée à bien, a clairement établi la méthode de production d'échantillons plus volumineux (2,3cm de diamètre x 7,0cm de longueur), donc d'épaisseur suffisante pour les faisceaux de faible intensité ($10^6 - 10^7 \gamma/\text{s}$) obtenus par rétrodiffusion de lumière laser, comme à GRAAL.

Il a été démontré que les temps de relaxation d'une cible ayant accompli tout le cycle de polarisation de 45 jours, à des températures de 15-20mK dans un champ magnétique de 17 Tesla, après transfert du réfrigérateur à dilution à un cryostat à He liquide pompé à 1,5°K, étaient de 1 jour pour H et 10 jours pour D, à un champ magnétique de 0,3 Tesla. A 0,5°K, dans les mêmes conditions de champ magnétique, le temps de relaxation de H, passe à une semaine, ce qui suffit pour les expériences de physique nucléaire à venir. Pour descendre à 0,5°K, il suffit de pomper sur du ^3He liquide, plutôt que du ^4He , en utilisant sensiblement le même cryostat faisceau. Pour des champs plus élevés, les temps de relaxation de H et D augmentent très rapidement, atteignant 200 jours à 8 Tesla et 1,5°K. On pourra donc préparer des cibles $\vec{\text{H}} \vec{\text{D}}$ très longtemps à l'avance, les stocker dans un cryostat sous champ magnétique (bobine supra en mode persistant) et les transporter du site de production au lieu de l'expérience qui peuvent de ce fait, être très distants l'un de l'autre.

2.2.5 - Technologie

a) Cryostats de transfert et de faisceau

Un maillon crucial permettant d'utiliser les cibles $\vec{\text{H}} \vec{\text{D}}$ pour la physique nucléaire est le cryostat de transfert. Il s'agit d'un cryostat télescopique à Azote liquide et Hélium liquide (LN_2/LHe), qui peut pénétrer dans le réfrigérateur, à dilution, agripper la cible polarisée, et la transporter sous vide et sous champ magnétique de maintien dans un environnement comparativement chaud (1,5°K) et sous champ faible (0,3Tesla), soit pour stockage soit pour procéder à une expérience. On voit que contrairement aux cibles classiques, la production est découplée de l'utilisation, ce qui permet de n'avoir sur faisceau qu'un cryostat standard LN_2/LHe et un champ magnétique faible de maintien. La figure 15 montre un exemple de cryostat de faisceau LN_2/LHe prévu pour GRAAL (ESRF-Grenoble). La cible $\vec{\text{H}} \vec{\text{D}}$, sous forme de glace est vissée au cryostat d'hélium liquide, qui est creux, afin de laisser le passage du faisceau de γ de haute énergie. Le champ de maintien est fourni par une bobine supra-conductrice de très faible épaisseur, enroulée sur un cylindre support en cuivre. L'épaisseur totale de la bobine n'est que de 0,5mm pour un champ de 0,4 Tesla¹²). La cible $\vec{\text{H}} \vec{\text{D}}$ fait 3cm de diamètre pour une épaisseur de 3cm ; il n'y a pas de fenêtre d'entrée et le bloc peut être contenu dans une enveloppe de mylar très mince.

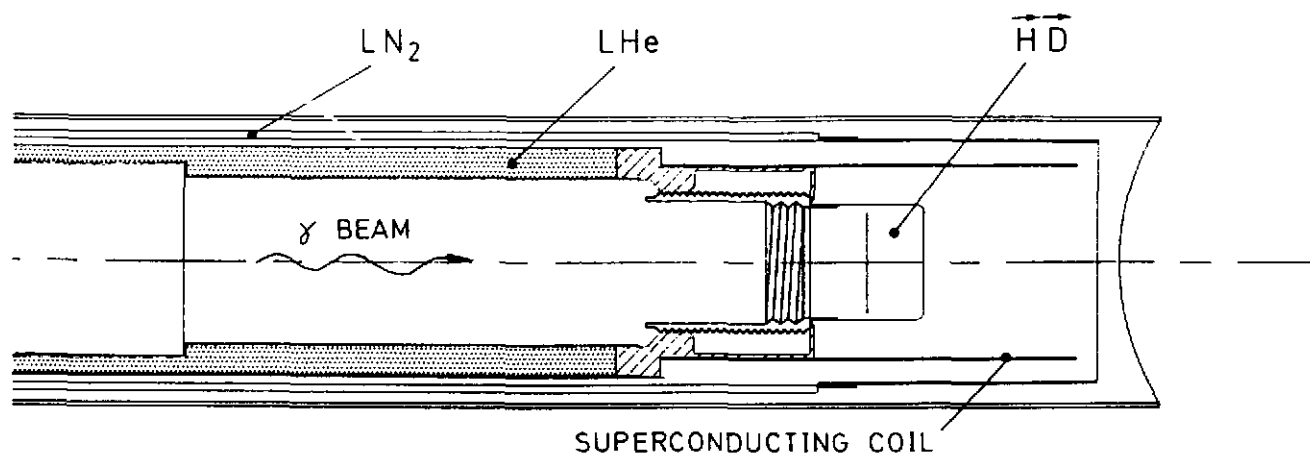


Figure 15 : cryostat de faisceau conçu à Orsay, montrant la cible $\vec{H} \vec{D}$ sous forme de glace connectée au cryostat interne d'He liquide. Le champ de maintien est de 0,4 Tesla et est assuré par une bobine supraconductrice d'épaisseur totale inférieure à 0,5mm (8).

b) Conductivité thermique

Une complication des cibles $\vec{H} \vec{D}$ provient de la faible conductivité thermique du matériau lui-même. Comme signalé plus haut, la décroissance du o-H₂ vers le p-H₂ magnétiquement inerte est exothermique. Afin de maintenir dans la cible une température homogène au cours du cycle de polarisation, on est amené à introduire des fils d'Aluminium dans tout le volume de la cible. L'Aluminium en question représente 15% du poids de HD et génère un fond à soustraire des mesures expérimentales, cependant en nombre de nucléons non polarisable, il représente encore une contamination cinq fois moindre que celle due à l'Azote dans les cibles NH₃ classiques. (cf § 1.3.1).

2.2.6 - Exemples

a) Projet de cible $\vec{H} \vec{D}$ pour GRAAL

Le facteur de qualité expérimental pour une cible polarisée est proportionnel à $(fP_T)^2$, où f est la fraction de "noyaux" polarisables à un taux de polarisation P_T . La moitié des protons de la cible sont utilement polarisés, donnant à la cible $\vec{H} \vec{D}$ un facteur de qualité trois fois supérieur à celui du NH₃. Comme cible de neutron polarisé, le gain est encore plus important, car tous les neutrons de la cible $\vec{H} \vec{D}$ sont utilement polarisés, lui donnant un facteur de qualité supérieur de plus d'un ordre de grandeur à celui du ND₃. Bien que les cibles de ³He polarisé présentent certains avantages, comme nous le verrons au chapitre suivant, n'ayant qu'un seul neutron qui est polarisé, leur faible épaisseur ne les rend plus compétitives pour des faisceaux peu intenses.

Pour des expériences de double polarisation, faisceau-cible, il faut inclure dans le calcul du facteur de qualité la polarisation du faisceau qui approche 100% à l'énergie maximum à GRAAL¹³). Ceci place cette installation en position de suprématie pour les mesures de double polarisation sur le neutron polarisé face aux faisceaux de Bremsstrahlung équipés de cible conventionnelles.

b) Mesure de la règle de somme DHG correspondant à la différence Proton-Neutron.

La règle de somme de Drell, Hearn¹⁴⁾ et Gerasimov¹⁵⁾ est une relation importante dépendant du spin du nucléon.

$$\text{DHG} = \int_{E_\gamma}^{\infty} \frac{\sigma_{1/2} - \sigma_{3/2}}{E_\gamma} dE_\gamma = - \frac{2\pi^2 \alpha}{m^2} \kappa_N^2 \quad (16)$$

Elle relie le moment magnétique du nucléon κ_N à la différence des sections efficaces totales mesurées avec le spin du nucléon parallèle et antiparallèle au spin du photon incident intégrée du seuil de production de π : E_γ à l'infini. Cette règle de somme est fondamentale, mais n'a jamais été vérifiée expérimentalement.

En considérant la diffusion à petits angles de photons virtuels, d'autres règles de somme concernant les fonctions de structure de spin des nucléons peuvent être dérivées¹⁶⁾, à $Q^2 > 0$. Pour le proton, on a :

$$\Gamma_1^p(Q^2) = \int_0^1 g_1^p(x, Q^2) dx \quad (17)$$

où la variable de Björken $x = Q^2/2ME_\gamma$ est ici la variable d'intégration et Q^2 dépend de la différence entre l'impulsion et l'énergie transférées, comme toujours dans le cas de photons virtuels. Pour faire la liaison avec la règle de somme DHG, on considère la fonction suivante¹⁷⁾.

$$I_1^p(Q^2) = 2 \frac{m_p^2}{Q^2} \Gamma_1^p(Q^2) \quad (18)$$

L'intérêt de cette fonction est que son extrapolation à $Q^2 = 0$ (photons réels) fait intervenir une intégrale semblable à celle de la règle de somme DHG et qu'on doit avoir :

$$I_1^p(Q^2 = 0) = - \frac{1}{4} \kappa_p^2 \quad (19)$$

L'extrapolation des résultats de la collaboration EMC¹⁸⁾ obtenus à $Q^2 > 4 \text{ GeV}^2$ est incompatible avec les prédictions de la relation (19) si on ne considère pas une dépendance très brutale de I_1^p à petits Q^2 avec changement de signe, qui pourrait être causée par d'importantes corrections non perturbatives ("Higher Twist"), très difficiles à calculer.

Une règle de somme correspondant à la différence des fonctions de structure g_1 , pour le proton et le neutron a été dérivée par Björken¹⁹).

$$\Gamma_1^{p-n}(Q^2) = \int_0^1 [g_1^p(x, Q^2) - g_1^n(x, Q^2)] dx \quad (20)$$

Et comme précédemment, on peut définir $I_1^{p-n}(Q^2)$ et le relier à la différence des règles de somme DHG pour le proton et le neutron :

$$I_1^{p-n}(Q^2 = 0) = 1/4 (\kappa_n^2 - \kappa_p^2) \quad (21)$$

L'intérêt de considérer la différence proton-neutron, est qu'il devrait y avoir une compensation partielle des effets non-perturbatifs à petits Q^2 , rendant l'extrapolation à $Q^2 = 0$ moins "modèle-dépendante". Deux telles extrapolations sont illustrées à la Figure 16. Ellis et Karliner considèrent une dépendance en $1/Q^2$ avec corrections de "Higher Twist", jusqu'à l'ordre 4 ; Burkert essaie de tenir compte de la contribution des résonances du nucléon (cf réf. 16 pour plus de détails). Il est clair que la différence DHG (p-n) ne peut être extraite des données existantes.

D'autre part, on peut montrer, à partir d'une estimation directe de la règle DHG(p-n), basée sur les amplitudes multipolaires extraites des données de photoproduction, décomposée suivant l'isospin, que c'est effectivement pour la composante :

$$DHG_{VS} = 1/2 (DHG_p - DHG_n) \quad (22)$$

correspondant à la différence p-n que les estimations s'écartent le plus des prédictions de la règle de somme DHG. D'où l'importance de mesurer directement cette différence ce qui est possible avec la cible $\overline{H} \overline{D}$, possédant un proton et un neutron polarisés dans les mêmes conditions. On remarquera que pour disposer de toutes les énergies photons, du seuil de production de π jusqu'à 2 GeV, il faut coupler deux sites expérimentaux LEGS (BNL-USA) $E_\gamma < 500$ MeV et GRAAL (ESRF-Grenoble) $E_\gamma < 2$ GeV, parfaitement complémentaires et où l'on dispose de photons circulairement polarisés à un taux atteignant 100%²⁰).

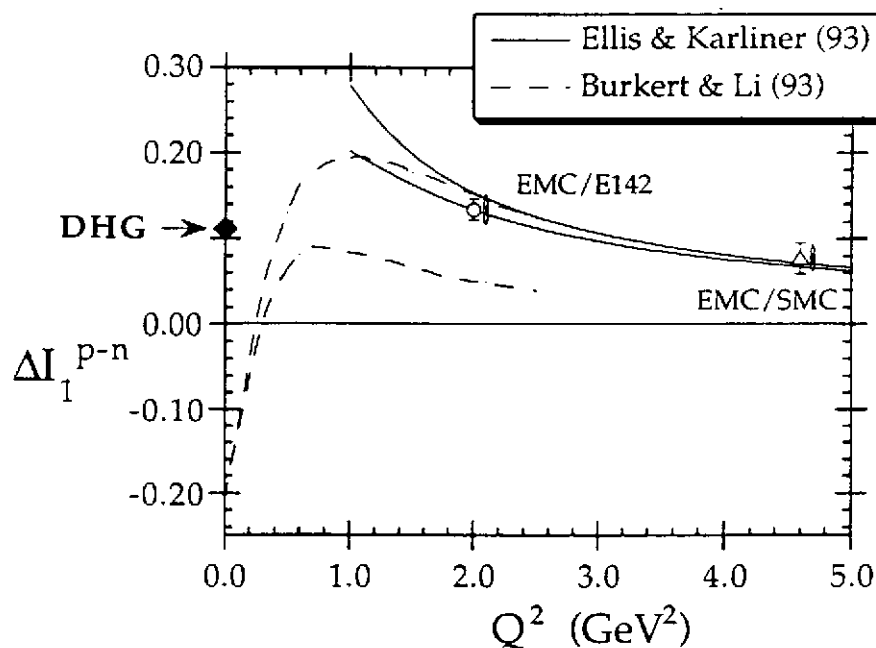


Figure 16 : $I_1^{p-n}(Q^2)$ en fonction de Q^2 . Les résultats combinés EMC/E142 (cercles) et EMC/SMC (triangles), sont montrés avec leurs erreurs statistiques, les barres verticales de droite indiquent les erreurs systématiques. Les deux traits pleins délimitent la bande d'erreur d'un calcul d'extrapolation incluant les corrections "higher twist" jusqu'à l'ordre 4. Les deux traits tiretés résultent d'une paramétrisation de la production d'un seul méson par les résonances N^* jusqu'à 2 GeV. La zone d'erreur provient des incertitudes dues au peu de données sur le neutron.

2.3 - Compression d' ^3He polarisé

2.3.1 - Introduction

Ce qui différencie fondamentalement les cibles obtenues par compression d' ^3He polarisé des autres types de cibles décrites précédemment, c'est qu'elles peuvent être produites à champ faible (10 Gauss) et température ambiante, alors que nous venons de voir que les règles d'or d'une bonne cible polarisée, sous forme solide sont : i) champ magnétique aussi élevé que possible, ii) température aussi basse que possible. Les raisons sont que l' ^3He est sous forme gazeuse, donc très bien isolé du monde extérieur, et que la polarisation est obtenue par pompage optique, à partir de lumière laser polarisée, plutôt que par polarisation d'équilibre, suivie sous une forme ou sous une autre, d'un processus de polarisation dynamique nucléaire par RF.

Une conséquence immédiate de ces particularités est que l' ^3He polarisé peut supporter des faisceaux intenses, tels que les faisceaux d'électrons, sans perte appréciable de polarisation, étant insensible à l'échauffement résultant des pertes d'énergie du faisceau dans la cible et aux dommages par rayonnement qui en résultent. L'inconvénient vient d'une densité nettement plus faible, malgré les techniques de compression utilisées, et des fenêtres d'entrée et sortie du faisceau, d'autant plus épaisses que la pression dans l'appendice contenant la cible gazeuse, est élevée.

2.3.2 - Pompage optique

Le pompage optique consiste à utiliser la lumière polarisée d'un laser de longueur d'onde appropriée, existant de façon sélective les transitions $\Delta m = \pm 1$ pour la lumière circulairement polarisées " σ^\pm " et la transition $\Delta m = 0$ pour la lumière linéairement polarisée " π ". La figure 17 schématise le pompage optique de l'état métastable 2^3S_1 de l'atome d'Hélium, à la fois dans le cas de la source d'électrons polarisés d'Orsay (SELPO)²¹⁾ et de la cible polarisée d' ^3He de Mayence²²⁾ Nous ne parlerons pas du pompage optique de vapeurs de Rb, dont on trouvera le principe dans la Référence 23.

Un flot gazeux de He^* métastable 2^3S_1 est créé à partir de gaz ^4He ou ^3He par décharge micro-onde. Le champ magnétique de quelques dizaines de Gauss orienté suivant l'axe de quantification lève l'ambiguïté des sous-états magnétiques de ^4He ($m = \pm 1, m = 0$) qui dans le cas de $^3\text{He}^*$ donnent lieu à 6 états, par couplage hyperfin avec le spin nucléaire $1/2$ du noyau d' ^3He . Le pompage optique consiste à exciter la transition vers l'état 2^3P_0 et à vider les sous-états magnétiques ayant, par projection sur l'axe de quantification, une composante nulle ou négative. Le cas simple correspondant à SELPO, s'extrapole très facilement au cas plus compliqué de la cible ^3He .

Dans le cas de SELPO, les électrons polarisés sont libérés par chimi-ionisation de gaz CO_2 ; par contre, dans le cas de la cible ^3He , il y a échange de métastabilité par diffusion entre un $^3\text{He}^*$ polarisé ($m_F > 0$) et un ^3He ($m_F = -1/2$) pour donner un $^3\text{He}^*$ ($m_F - 1$), qui peut être repompé, et un ^3He ($m_F = +1/2$). L'échange peut se faire dans les deux sens et conserve le moment angulaire. Grâce au pompage continu, il y a création continue d' ^3He ($m_F + 1/2$) pour lesquels le noyau ^3He est polarisé. Une description plus détaillée et plus quantitative peut être trouvée dans la référence 22. Cette méthode permet d'atteindre des taux de polarisation de ^3He approchant 80% dans le volume de pompage optique. Cependant, cette opération se fait à faible pression (1-2 Torr) ; pour atteindre des épaisseurs de cible souhaitables, il faut comprimer l' ^3He .

POMPAGE OPTIQUE DE He

SELPO

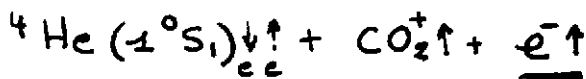
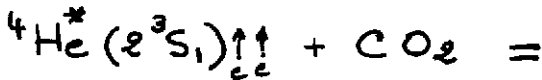
SOURCE D'ÉLECTRONS

POLARISES 100 μA, P ≈ 80%

(IPN - ORSAY)

CIBLE ^3He $\vec{P} \approx 50\%$
(IKP - MAYENCE)

"PENNING-CHEMI-IONIZATION"



"METASTABILITY EXCHANGE SCATTERING"

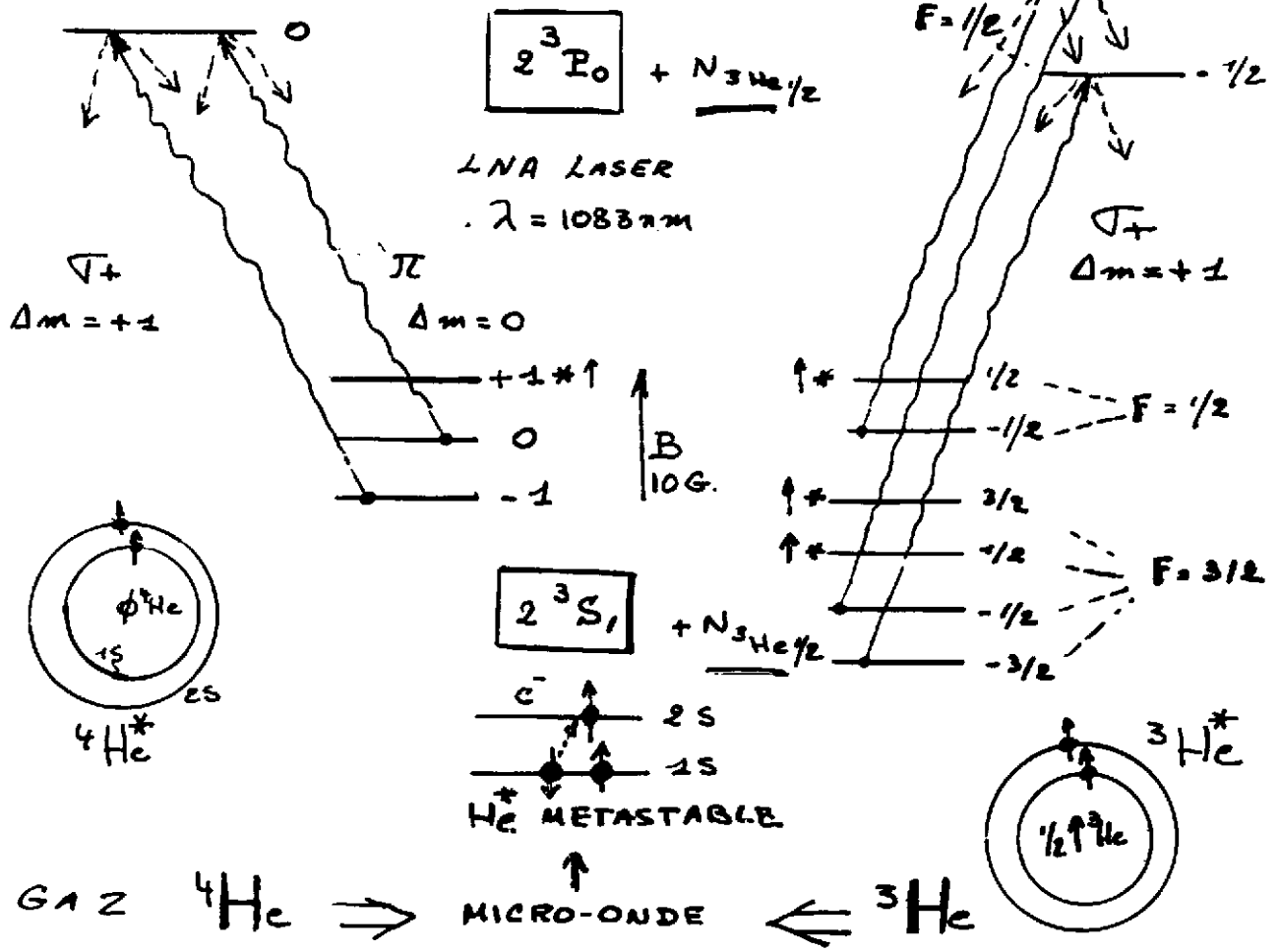
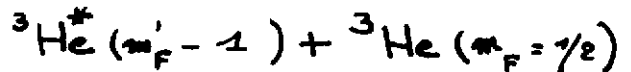
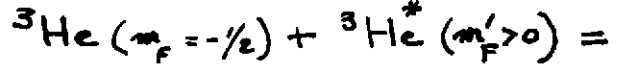


Figure 17 : Pompage optique de He et processus de polarisation des électrons et des ^3He .

2.3.3 - Compression de $^3\vec{\text{He}}$

La Figure 18 schématise tout le dispositif expérimental utilisé à Mayence pour comprimer l' $^3\vec{\text{He}}$ des quelques Torr régnant dans le réservoir de pompage optique aux quelques "bar" constituant la pression de travail de l'appendice de cible. Le compresseur permettant cette opération est de type Toepler, dont le piston est constitué d'un volume de Mercure actionné par un système de valves pneumatiques. Les inerties mises en jeu ne permettent pas de travailler à une fréquence supérieure à celle correspondant à un cycle de durée plus courte que 30 secondes. L'accumulation d' $^3\vec{\text{He}}$ dans la cible peut durer plusieurs heures, avant d'atteindre des taux de polarisation dans la cible de 30 à 40 %, malgré un taux supérieur à 50% dans le volume de pompage optique. La perte de polarisation est due à divers mécanismes de relaxation, notamment le contact avec les parois de verre et le piston de Mercure, en particulier au passage de la valve séparant la cible du corps du compresseur. Finalement, la densité de noyaux polarisés par cm^3 est quelques 10 000 fois plus faible que celle obtenue avec des cibles solides.

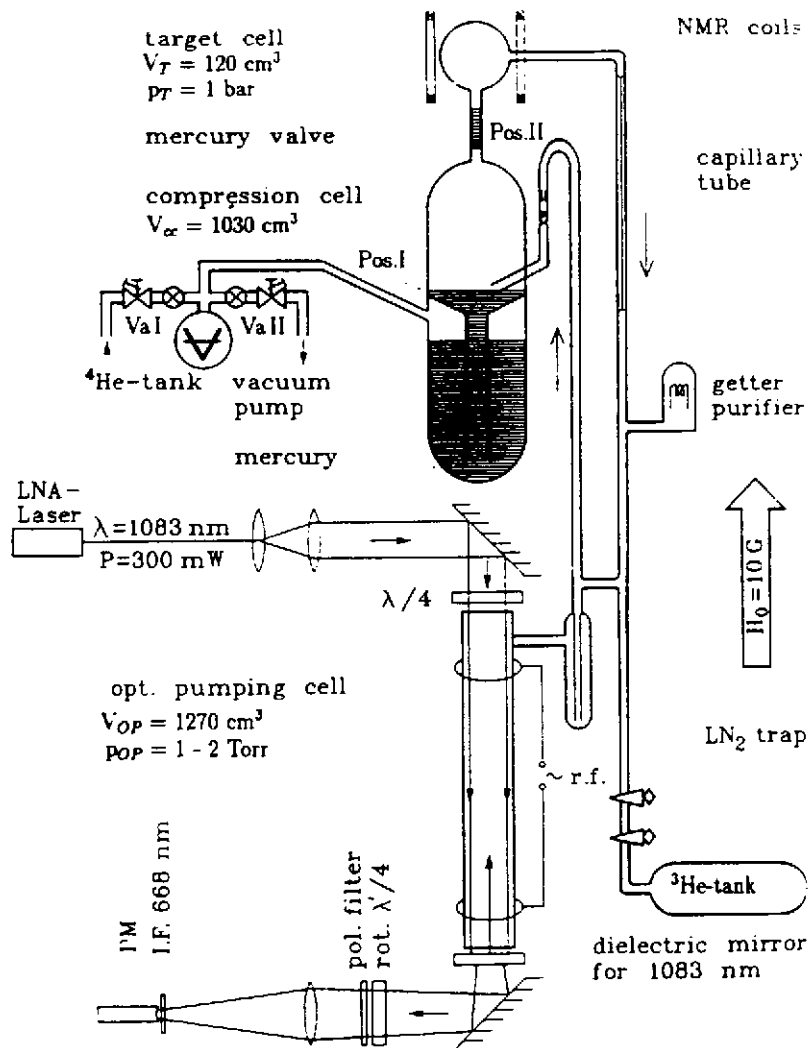


Figure 18 : Schéma extrait de la Référence 22, montrant le compresseur de la cible $^3\vec{\text{He}}$ de Mayence et ses connexions à l'appendice de cible et au réservoir de pompage optique.

2.3.4 - Mesure du facteur de forme électrique du neutron : G_E^n

La cible ${}^3\vec{\text{He}}$ constitue une excellente cible de neutrons polarisés, puisque les deux protons se couplent à $S_p=0$ et tout le spin de ${}^3\vec{\text{He}}$ est porté par le neutron. Grâce à la cible de ${}^3\vec{\text{He}}$ de Mayence, une première mesure d'asymétrie dans la diffusion quasi-élastique d'électrons polarisés longitudinalement par ${}^3\text{He}$ polarisé, soit longitudinalement dans la direction du neutron éjecté $A_{//}$, soit perpendiculairement au plan de diffusion du neutron A_{\perp} , a pu être menée à bien récemment : ${}^3\vec{\text{He}}(e, e'n)^{24}$. L'électron diffusé et le neutron de recul étaient détectés en coïncidence. Cette mesure a tiré parti des excellentes qualités du faisceau continu d'électrons de 855 MeV du Microtron MAMI. Elle a permis la détermination du facteur de forme électrique G_E^n indépendamment, au premier ordre, des effets dus à la liaison du neutron dans le noyau de ${}^3\text{He}$.

A $Q^2 = 0,31 \text{ (GeV/c)}^2$, deux asymétries $A_{//}$ et A_{\perp} ont été mesurées, fournissant $A_{//} = (-7,4 \pm 0,73)\%$ et $A_{\perp} = (0,89 \pm 0,3)\%$. Le rapport $A_{\perp} / A_{//}$ est indépendant des taux de polarisation absolus des électrons incidents et de la cible. Il fournit directement la valeur de $G_E^n = 0,035 \pm 0,012 \pm 0,005$.

Les Figures 19 et 20, extraites de la Référence 24, montrent respectivement le dispositif expérimental et la nouvelle mesure comparée aux plus anciennes.

2.4 - Bilan comparatif

2.4.1 - Facteur de mérite

On définit habituellement le facteur de mérite d'une cible polarisée par :

$$F_M = (f \times P_C)^2 \quad (23)$$

où f est le facteur de dilution et correspond au rapport du nombre de protons (neutrons) polarisables par rapport au nombre total de protons (neutrons) contenus dans le matériau formant la cible. Par exemple, pour la cible $\vec{\text{H}}\vec{\text{D}}$, le facteur de dilution des neutrons est égal à 1, car il n'y a qu'un seul neutron dans la cible et il est polarisable ; pour une cible de ND_3 , ce même facteur de dilution est égal à 0,3, car il y a 3 neutrons polarisables dans la molécule de ND_3 pour un nombre total de 10 neutrons. P_C est le taux de polarisation de l'espèce nucléaire considérée.

Le Facteur de Mérite a une interprétation pratique très simple : il est inversement proportionnel au temps nécessaire pour effectuer une mesure d'asymétrie avec une précision statistique donnée, à partir d'une cible de f et P_C donnés. Pour des mesures de doubles polarisation, comme celle de G_E^n décrite au chapitre 3, il faut aussi tenir compte de la polarisation du faisceau P_F . On a alors :

$$F_M = (P_F \times f \times P_C)^2 \quad (24)$$

C'est l'effet combiné de ces trois facteurs qui donne à la cible $\vec{\text{H}}\vec{\text{D}}$ une telle suprématie par rapport aux cibles conventionnelles, en particulier dans le cas de son utilisation avec les faisceaux de photons polarisés à plus de 80% obtenus à GRAAL. C'est ainsi que la comparaison des facteurs de mérite correspondant, d'une part, à un faisceau de

DETECTOR SET - UP

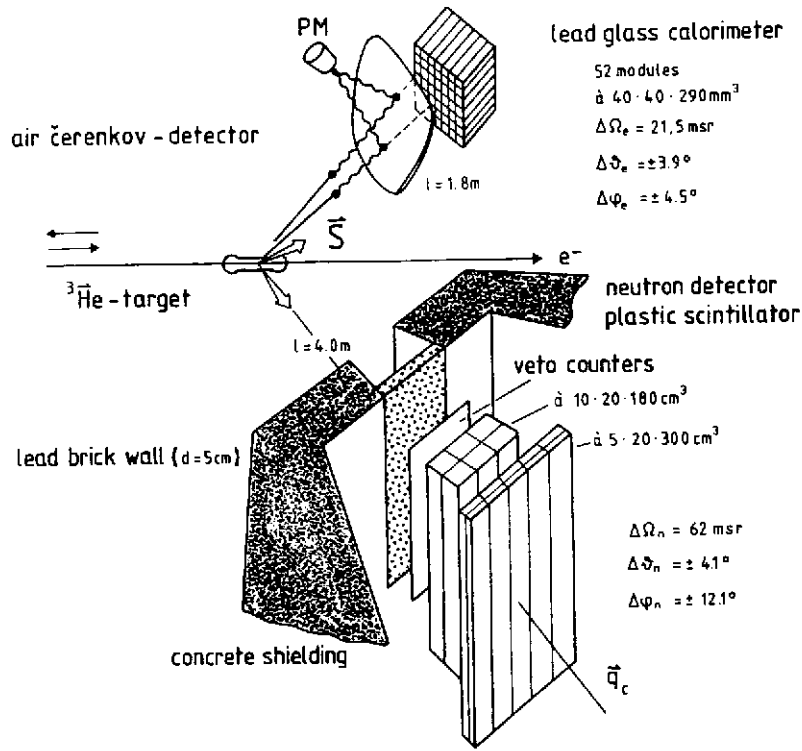
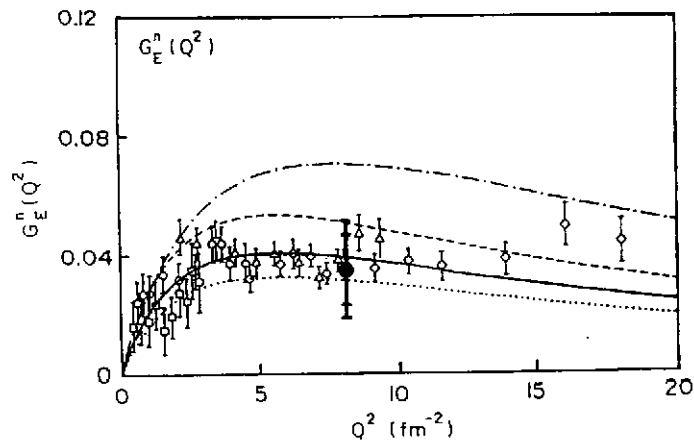


Figure 19 : Illustration du dispositif expérimental de l'expérience ${}^3\text{He}(e, e'n)$.



Comparison of the result (full circle) of this paper with existing data on G_E^n from Ref. [4]. The solid curve gives the two parameter best fit (Eq. (5)) to the plotted data points for G_E^n as deduced using the Paris potential. In addition the corresponding two parameter fits using the RSC (dotted), Argonne V14 (dashed) or Nijmegen (dash-dotted) potentials are depicted.

Figure 20 : Mesure de G_E^n , à $Q^2 = 0,31 (\text{GeV}/c)^2$, d'après la Référence 24.

Bremsstrahlung ($P_F < 0,5$), sur une cible de neutrons polarisés de type ND_3 ($f = 0,3$ et $P_C \cong 0,4$) et d'autre part, un faisceau laser rétrodiffusé ($P_F > 0,8$) sur une cible $H D$ ($f=1$, $P_C \approx 0,6$), tourne en faveur de la deuxième combinaison, avec un gain de près de deux ordre de grandeur en ce qui concerne le temps nécessaire à la mesure d'une observable de double polarisation avec une précision statistique donnée.

2.4.2 - Comparaison de différents types de cibles polarisées.

Le tableau 3 ci-après, résume les caractéristiques des cibles décrites dans ce cours et les compare à la cible $H D$.

III - MESURES DE POLARISATION

3.1 - Polarisation de la cible

3.1.1 - Méthode de "Résonance Magnétique Nucléaire"

Comme nous l'avons vu aux chapitres précédents, quand un noyau de moment magnétique μ_N est placé dans un champ magnétique externe B , le moment magnétique est animé d'un mouvement de précession autour de la direction du champ, avec une fréquence qui est proportionnelle au champ. Pour un proton, il y a deux états d'énergie (cf. Figure 1), correspondant aux deux états quantiques : "spin parallèle" et "spin antiparallèle" à la direction de B . Il est possible d'observer les transitions entre ces deux états de spin, par une technique connue sous le nom de Résonance Magnétique Nucléaire (RMN) et dont nous avons d'ailleurs déjà fait usage pour tous les processus de polarisation dynamique. La Figure 21 illustre, de façon imagée, le dispositif expérimental utilisé dans la mesure de polarisation par RMN.

Un champ magnétique constant et important est créé par l'électro-aimant. Il symbolise le champ de polarisation ou le champ de maintien d'une cible polarisée et fixe l'axe de quantification. Un autre champ RF, beaucoup plus faible, perpendiculaire au premier est créé autour de la cible par une bobine reliée à un oscillateur. Quand la fréquence du champ RF est ajustée à la valeur de la fréquence de précession de Larmor, un couple agit sur les moments magnétiques, induisant une transition entre les deux états de spin : ces transitions absorbent de l'énergie, ce qui se traduit par un signal électronique correspondant à la puissance fournie par le générateur RF. En fait, la bobine entourant la cible forme avec un condensateur en série, un circuit LC accordé. La polarisation est détectée par un changement (induit par un basculement contrôlé de spins nucléaires par le champ RF) de ce circuit accordé, comme signal d'absorption. La Figure 22 montre de tels signaux et on peut montrer que la surface du pic d'absorption (polarisation) est proportionnelle au taux de polarisation. Il suffit, dès lors, d'un signal de référence correspondant à une polarisation connue pour étalonner la mesure. La polarisation d'équilibre, qui ne dépend que du champ magnétique et de la température fournit cette référence précise (cf. § 1.1.1.).

Tableau III : Bilan comparatif des cibles décrites dans le cours.

Item	HD	NH ₃	ND ₃	Butanol	D-butanol	³ He
Chemical Composition	HD	NH ₃	ND ₃	C ₄ H ₁₀ O	C ₄ D ₁₀ O	³ He
Polarizable Species ()=quasi-free	p, d, (n), (p)	p, ¹⁴ N	d, (n), (p), ¹⁴ N	p	d, (n), (p)	³ He, (n)
Operating Temperature (°K)	1.5	0.2		0.2		16.5
Holding Field (T)	≤ 0.2	2.5		2.5		1.8x10 ⁻⁴
N _T =Number of H, D or ³ He nuclei (cm ⁻³)	2.9x10 ²²	8.2x10 ²²		6.6x10 ²²		1.2x10 ¹⁸
→ relative to HD	1	2.8		2.3		1/24,167
Typical target length (cm)	7.5	2.5		2.5		10
Typical target thickness (cm ⁻²)	2.2x10 ²²	2.1x10 ²²		1.7x10 ²²		1.2x10 ¹⁹
→ relative to HD	1	1		1/1.3		1/1833
Typical target diameter (cm)	2.2	1.6		1.6		2.54
f _p =Fraction of protons in target usefully polarized	1/2	3/10		10/42		na
f _n =Fraction of neutrons in target usefully polarized	1/1	3/10		10/42		1/1
P _p =Proton polarization (%)	90	90	82	80	73	na
P _d =Deuteron vector polarization (%)	60	na	44	na	31	na
A _d =Deuteron tensor polarization (%)	30	na	15	na	7	na
P _{He} = ³ He polarization (%)	na	na	na	na	na	50
ratio of neutron polarization to deuteron or helium polarization	0.91	na	0.91	na	0.91	0.86
Quality factor for proton asymmetry experiment* (f _p P _p) ²	0.20	0.073	0.061	0.036	0.030	na
→ relative to HD	1	1/2.74	1/3.28	1/5.56	1/6.7	
Quality factor for neutron asymmetry experiment* (f _n P _n) ²	0.41	na	0.014	na	0.0045	0.25
→ relative to HD	1		1/29		1/91	1/1.6
Quality factor for deuteron vector asymmetry experiment* (P _d) ²	0.36	na	0.017	na	0.0054	na
→ relative to HD	1		1/21		1/67	
Quality factor for deuteron tensor asymmetry experiment* (A _d) ²	0.09	na	0.023	na	0.0049	na
→ relative to HD	1		1/4		1/18	
Empty target measurements required	empty cell	empty cell and polarized ¹⁴ N		empty cell and unpolarized butanol and CH ₂ (CD ₂) and C		empty cell
Estimated ratio of background to total signal (%)	<10†	20-50		20-50		≈10
references		4, 5, 6, 7		4, 7, 8		9

*The HD target is intended for use at LEGS and GRAAL. These quality factors do not take into account the superb quality of these laser backscattered beams. The typical circular polarization at bremsstrahlung facilities is 50% while at laser backscattered facilities it is 100% at the Compton edge.

†The background for the HD target will depend on the results of the feasibility study. This is expected to represent an upper limit.

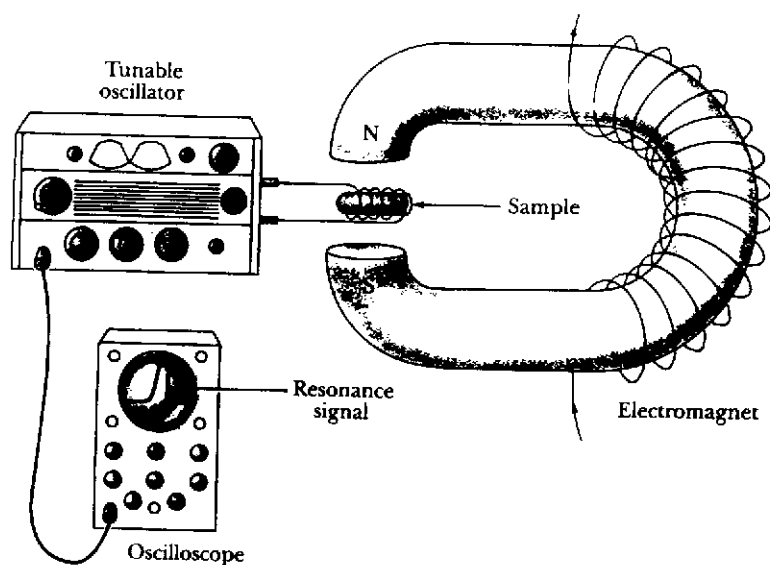


Figure 21 : Représentation imagée du dispositif expérimental utilisé pour la mesure de RMN.

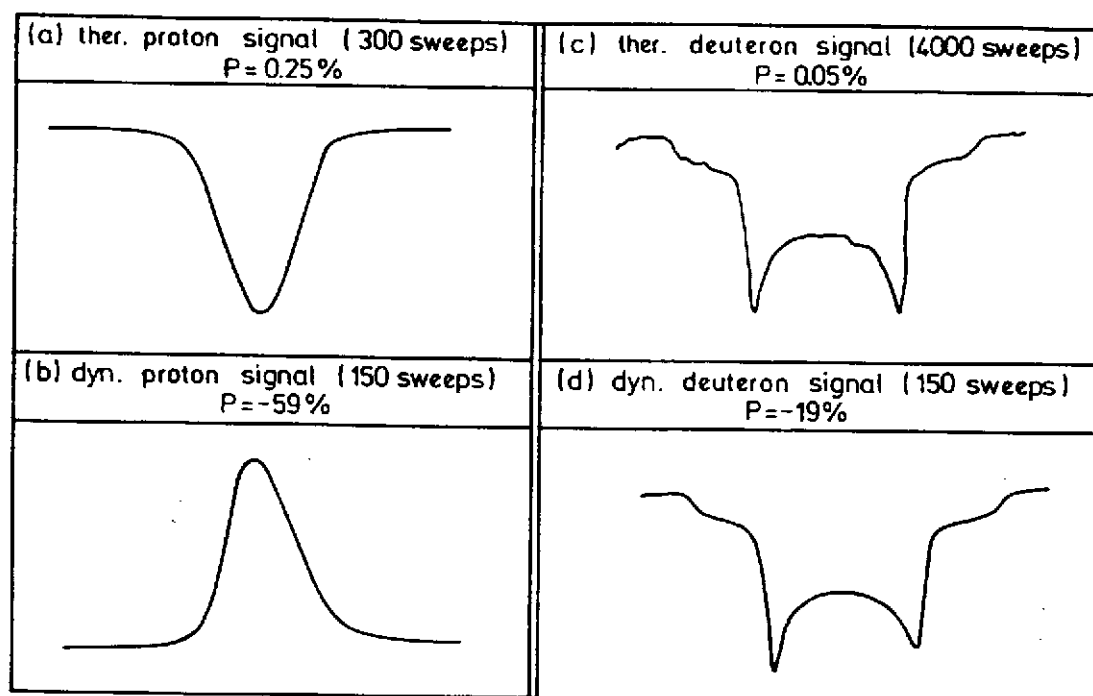


Figure 22 : Signaux de RMN correspondant à la mesure de polarisation des protons (a) et (b) et des deutons (c) et (d).

La polarisation relative peut être déterminée avec une précision de $\pm 4\%$ pour les protons et de $\pm 8\%$ pour les deutons. On obtient les signaux de la Figure 22 par balayages successifs en fréquence afin de s'affranchir du rapport signal sur bruit : le bruit aléatoire finit par se moyennner, tandis que le faible signal contribue toujours dans le même sens. Une description détaillée des techniques de mesure de polarisation dépasse le cadre de ce cours, en particulier pour les deutons. On trouvera dans la référence 25 et les références y incluses, un exposé très bien documenté.

3.2. Polarisation du projectile ou du recul

3.2.1 - Spin 1/2

a) Asymétrie de diffusion

Pour décrire l'asymétrie d'une diffusion élastique, on utilise habituellement la "convention de Madison". La figure 23 résume les conventions utilisées dans le formalisme qui suit.

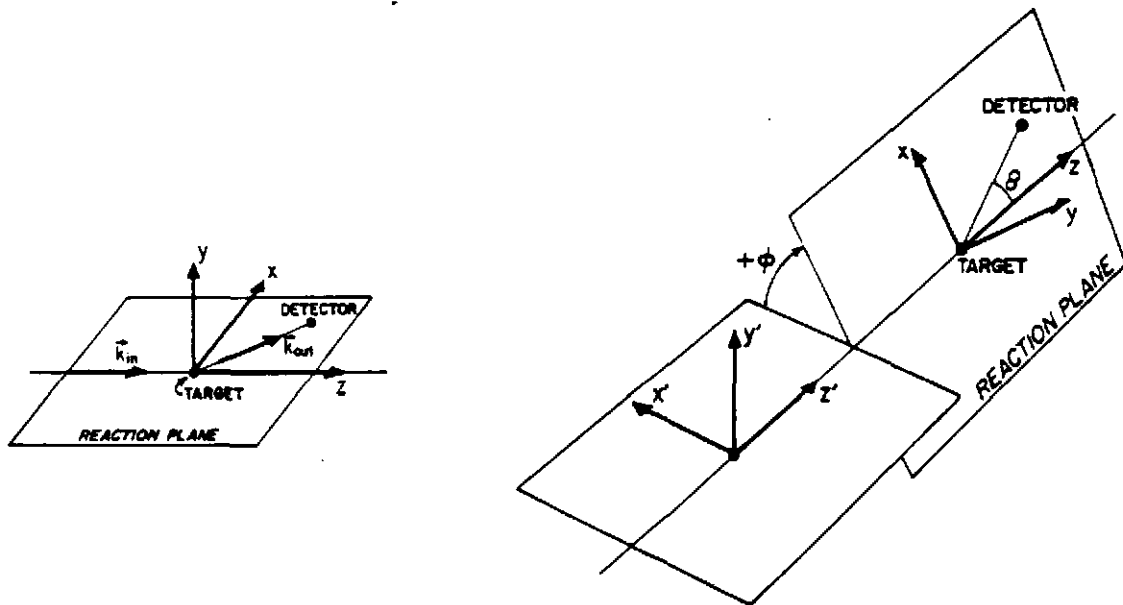


Figure 23 : Convention de Madison et rotation du repère²⁶⁾. L'axe du faisceau correspond à la direction $z(=z')$ et l'axe de polarisation à y' .

La section efficace $\sigma(\theta)$ d'une réaction induite par des particules polarisées $A(\vec{a}, b)B$ est différente de celle produite par des particules non polarisées $\sigma_0(\theta)$. Le pouvoir d'analyse est défini par le rapport des deux sections efficaces. Pour des particules de spin $I = 1/2$, on a :

$$\sigma(\theta) = \sigma_0(\theta)[1 + p_y A_y(\theta)] \quad (25)$$

Ce résultat est valable dans le plan horizontal. Selon la convention de Madison²⁷, \vec{z} correspond à l'axe du faisceau et \vec{y} à la direction positive du produit vectoriel $\vec{k}_{in} \times \vec{k}_{out}$ (fig. 23). Une rotation autour de l'axe \vec{z} de l'angle ϕ introduit le terme $\cos(\phi)$ dans l'équation (25), soit :

$$\sigma(\theta, \phi) = \sigma_0(\theta, \phi)[1 + p_y A_y(\theta) \cos(\phi)] \quad (26)$$

Dans le plan horizontal, le facteur $\cos(\phi)$ se réduit à +1 ou -1, pour les côtés gauche ou droit respectivement. Pour exprimer l'équation (25) en termes de taux de comptage du polarimètre, on remplace $\sigma(\theta)$ par :

$$\sigma = \frac{N_{\text{polarimètre}}}{N_{\text{faisceau}} \cdot E_{\text{cible}} \cdot \epsilon_{\text{polarimètre}}} \quad (27)$$

Nous désignons les caractéristiques du faisceau (nombre de protons, structure en temps et position du faisceau) par $\kappa_{u,d,o}$ pour les orientations "up", "down" et "nulle" respectivement, et celles des détecteurs du polarimètre (efficacité, angle solide, etc...) par $\epsilon_{l,r}$ pour les côtés "left" et "right".

Si on considère un polarimètre équipé de compteurs à gauche et à droite et un faisceau doté d'une séquence périodique de polarisation "up", "down" et "nulle", on peut écrire six équations pour exprimer les taux de comptages (G_i et D_i) dans le polarimètre à gauche et à droite respectivement.

$$\begin{aligned} G_u &= \kappa_u \epsilon_l (1 + p_u A) & D_u &= \kappa_u \epsilon_r (1 - p_u A) \\ G_o &= \kappa_o \epsilon_l & D_o &= \kappa_o \epsilon_r \\ G_d &= \kappa_d \epsilon_l (1 - p_d A) & D_d &= \kappa_d \epsilon_r (1 + p_d A) \end{aligned} \quad (28)$$

La mesure avec un faisceau non-polarisé permet d'éliminer l'influence du faisceau et des détecteurs sur les résultats et de calculer la polarisation des particules incidentes. Avec la mise en équation des paquets "up" ("down") et "nulle" respectivement :

$$\frac{G_u}{D_u} = \frac{1 + p_u A}{1 - p_u A}$$

$$\frac{G_o}{D_o} = \frac{1 + p_o A}{1 - p_o A}$$

$$\frac{G_d}{D_d} = \frac{1 + p_d A}{1 - p_d A}$$

E [MeV]	θ_{cms}	A_y
400	40,31	0,461
460	40,79	0,484
480	40,95	0,493
500	41,11	0,505
520	41,27	0,516
540	41,43	0,527
560	41,59	0,537
580	41,74	0,541
660	42,36	0,549
780	43,26	0,508
900	44,13	0,468
1000	44,84	0,437

Tableau IV : Pouvoir d'analyse de la diffusion élastique p-p en fonction de l'énergie à $\theta_{lab} = 18,43^\circ$

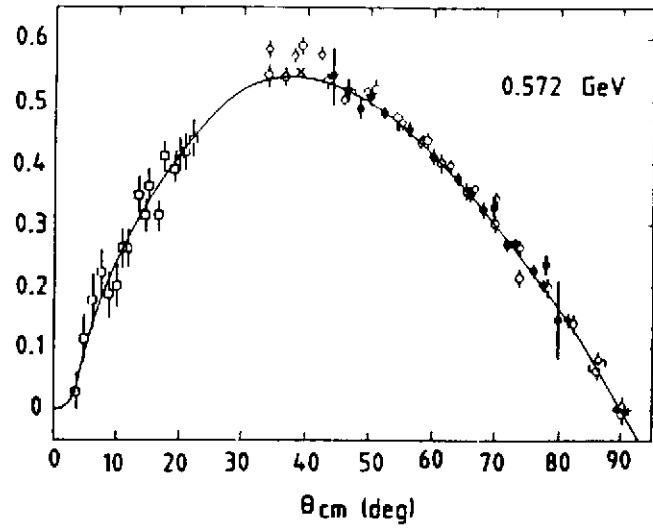


Figure 24 : Pouvoir d'analyse de la diffusion élastique p-p en fonction de θ_{cms} à $E=572\text{MeV}^{29}$.

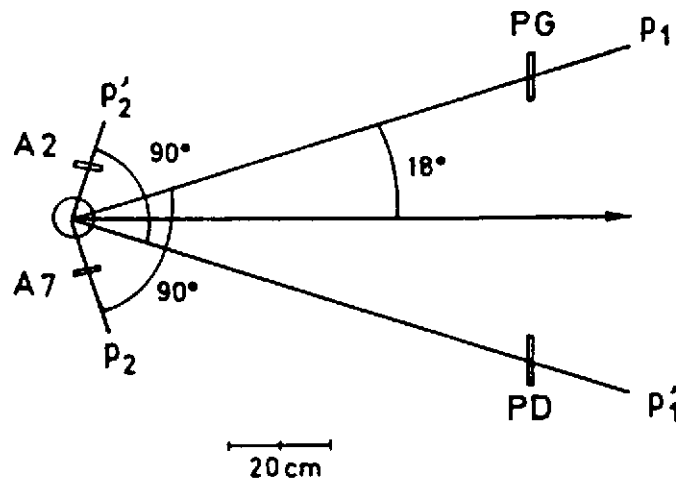


Figure 25 : Arrangement des scintillateurs du polarimètre du SPES0-2 π pour la détection des deux protons sortants d'une diffusion élastique p-p par une coïncidence A2.PD ou A7.PG

on obtient :

$$p_u = \frac{1}{A} \cdot \frac{G_u - \frac{G_o}{D_o} D_u}{G_u + \frac{G_o}{D_o} D_u} \quad \text{et} \quad p_d = -\frac{1}{A} \cdot \frac{G_d - \frac{G_o}{D_o} D_d}{G_d + \frac{G_o}{D_o} D_d}$$

ce qu'on peut aussi exprimer avec un facteur de correction q des inégalités des côtés gauche et droit :

$$p_{u,d} = \pm \frac{1}{A} \cdot \frac{G_{u,d} - q \cdot D_{u,d}}{G_{u,d} + q \cdot D_{u,d}} \quad q = \frac{G_o}{D_o} \quad (29)$$

"A" est le pouvoir d'analyse, qui caractérise la sensibilité d'une réaction particulière à la polarisation du faisceau (ou de la cible). Le Tableau 4 et la Figure 24 montrent que "A" est grand dans le cas de la diffusion p-p aux angles avant.

La Figure 25 montre l'arrangement expérimental adopté pour l'expérience $\vec{p}(p, \pi^0)p$ au LNS²⁸.

On consultera la Référence 28, pour plus de détails concernant une expérience type effectuée récemment aux énergies de Saturne.

b) Asymétrie de décroissance

Dans le cas où une des particules de Recul est polarisée, on peut toujours mesurer son taux de polarisation, par une seconde diffusion élastique, utilisant la même technique que celle exposée au § 2.1.1 pour les particules incidentes de spin 1/2. Il en résulte évidemment une précision statistique généralement faible qui constitue le prix à payer pour extraire d'une expérience les observables de double polarisation des classes (FR) ou (CR).

Un cas particulier important correspond à la réaction (1) où le Λ décroît (dans 64% des cas) selon



La réaction (1) est à la base du programme expérimental de GRAAL (ESRF-Grenoble). L'asymétrie de décroissance du Λ permet de déterminer son taux de polarisation et de maîtriser ainsi, simultanément, tous les paramètres de polarisation : F(faisceau) ; C(cible) et R(recul).

La polarisation P du Λ est obtenue de la distribution de $\cos\theta^*$, où θ^* est l'angle, dans le repère attaché au Λ , entre l'impulsion du proton de décroissance et l'axe de polarisation défini par $P_{\text{faisceau}} \times P_{\Lambda}$. La distribution attendue est de la forme :

$$N(\cos\theta^*) = \frac{d\sigma_o}{d\Omega} (1 + \alpha P \cos\theta^*) \eta(\cos\theta^*) \quad (31)$$

où $(d\sigma_o)/d\Omega$ est la section efficace non polarisée, α le paramètre de décroissance du Λ et $\eta(\cos\theta^*)$, l'acceptance du dispositif expérimental pour les produits de décroissance du Λ . Un dispositif à symétrie cylindrique autour de la direction du faisceau incident aura forcément $\eta(\cos\theta^*) = \eta(-\cos\theta^*)$. Dès lors, on obtient la relation :

$$\varepsilon_1(\cos\theta^*) = \frac{1}{\alpha \cos\theta^*} \frac{N(\cos\theta^*) - N(-\cos\theta^*)}{N(\cos\theta^*) + N(-\cos\theta^*)} \quad (32)$$

qui permet d'estimer le taux de polarisation du Λ .

Pour plus de détail concernant les observables de polarisation liées à la réaction (1) et la sensibilité des amplitudes de transition à chacune d'elles, on consultera utilement la référence 1, qui fait le tour de la question.

3.2.2 - Spin 1 (Polarisation tensorielle)

Le deuton étant une particule de spin 1, peut avoir, à la fois, une polarisation vectorielle et une polarisation tensorielle. Dans ce cas particulier, il n'est pas facile de construire un polarimètre utilisant une réaction nucléaire, ayant à la fois de grands pouvoirs d'analyse et des sections efficaces appréciables, permettant de produire des asymétries mesurables correspondant aux polarisations des particules incidentes. Les sections efficaces d'une telle réaction dépendent des polarisations incidentes par :

$$\sigma(\theta, \phi) = \sigma_o(\theta) \left[1 + t_{20} T_{20}(\theta) + 2 (it_{11} iT_{11}(\theta) + t_{21} T_{21}(\theta)) \cos(\phi) + 2t_{22} T_{22}(\theta) \cos(2\phi) \right] \quad (33)$$

où T_{kq} sont les pouvoirs d'analyse de la réaction et t_{kq} les coefficients de polarisation du faisceau. Le deuton étant une particule de spin-1, ses états de polarisation sont décrits par un tenseur d'ordre 2, ayant une composante vectorielle (it_{11}) et trois composantes tensorielles (t_{2j}). Ici, σ_o est la section efficace pour un faisceau non polarisé et ϕ l'angle entre la normale au plan de réaction et l'axe de quantification des deutons incidents.

Une réaction de diffusion récemment utilisée pour mesurer la polarisation des deutons est fournie par la diffusion élastique :



Elle a servi pour le polarimètre AHEAD³⁰), cependant, il s'est avéré plus intéressant, surtout au-delà de 200 MeV, d'utiliser la réaction d'échange de charge :



et de détecter en coïncidence les deux protons de l'état final. C'est la voie retenue pour le polarimètre POLDER³¹⁾ de la complexité duquel on se fera une idée, au vu de la Figure 25, qui en donne une représentation. L'originalité de POLDER, par rapport à AHEAD est de conserver des pouvoirs d'analyse tensoriels importants jusqu'à 500 MeV, tout en ayant un pouvoir d'analyse vectoriel pratiquement égal à zéro de 200 à 500 MeV, quel que soit le moment transféré au neutron.

Pour plus de détails, on consultera la Référence 31.

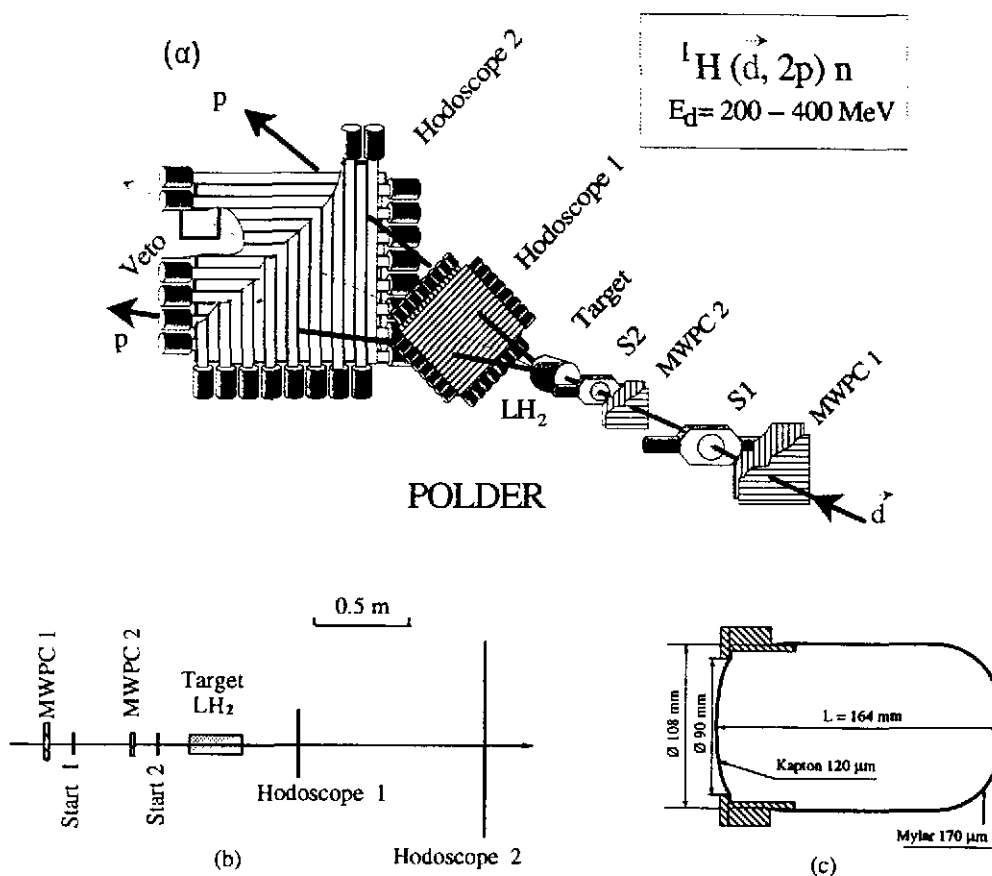


Figure 26 : Polarimètre POLDER,

- (a) vue artistique,
- (b) disposition des scintillateurs, chambres et hodoscopes,
- (c) cible d'hydrogène liquide.

VI - CONCLUSION

De ce cours, on peut conclure que l'expérimentateur dispose désormais, pour la mesure des observables de polarisation, d'un arsenal technologique très complet ; qu'il s'agisse des faisceaux, des cibles ou des polarimètres.

Rappelons que les faisceaux de hadrons polarisés de Saturne, mettent depuis près de 10 ans, à notre disposition, des protons dont le taux de polarisation dépasse 90% et beaucoup d'autres particules, y compris des neutrons, dont les taux de polarisation sont parmi les meilleurs du monde aux intensités considérées.

Désormais également, grâce aux lasers puissants et aux faisceaux d'électrons stockés avec de grandes intensités dans les anneaux, on dispose à LEGS et à GRAAL de faisceaux de photons de 200MeV à 2GeV, polarisés à 100% que ce soit circulairement ou linéairement. Enfin, les faisceaux d'électrons eux-mêmes, produits par des sources He* ou par irradiation laser de cristaux AsGa contraints, atteignent couramment 80% de polarisation.

En ce qui concerne les cibles, toutes celles examinées dans ce cours atteignent ou dépassent le taux de polarisation de 50% pour toutes les espèces nucléaires considérées : p, n, d et atteignent les 90% dans le cas des protons.

Grâce aux très basses températures (10mK) et aux champs magnétiques élevés (20 Tesla), on peut espérer produire très bientôt une cible $\vec{H} \vec{D}$ dont tous les nucléons soient polarisés à des taux de polarisation égalant, voire dépassant ceux des cibles classiques dont la technologie est maintenant très au point. Nous n'avons pas parlé des cibles polarisées sous forme de jets gazeux, caractérisées par leur pureté et fort taux de polarisation, mais leur utilisation comme cible interne, sans fenêtre est extrêmement intéressante.

Finalement, les polarimètres bénéficient de tous les raffinements des techniques de détection modernes, avec de grands angles solides associés à des taux de comptage élevés, permettant la mesure précise des polarisations tant vectorielles que tensorielles, notamment avec POLDER dont les caractéristiques sont remarquables.

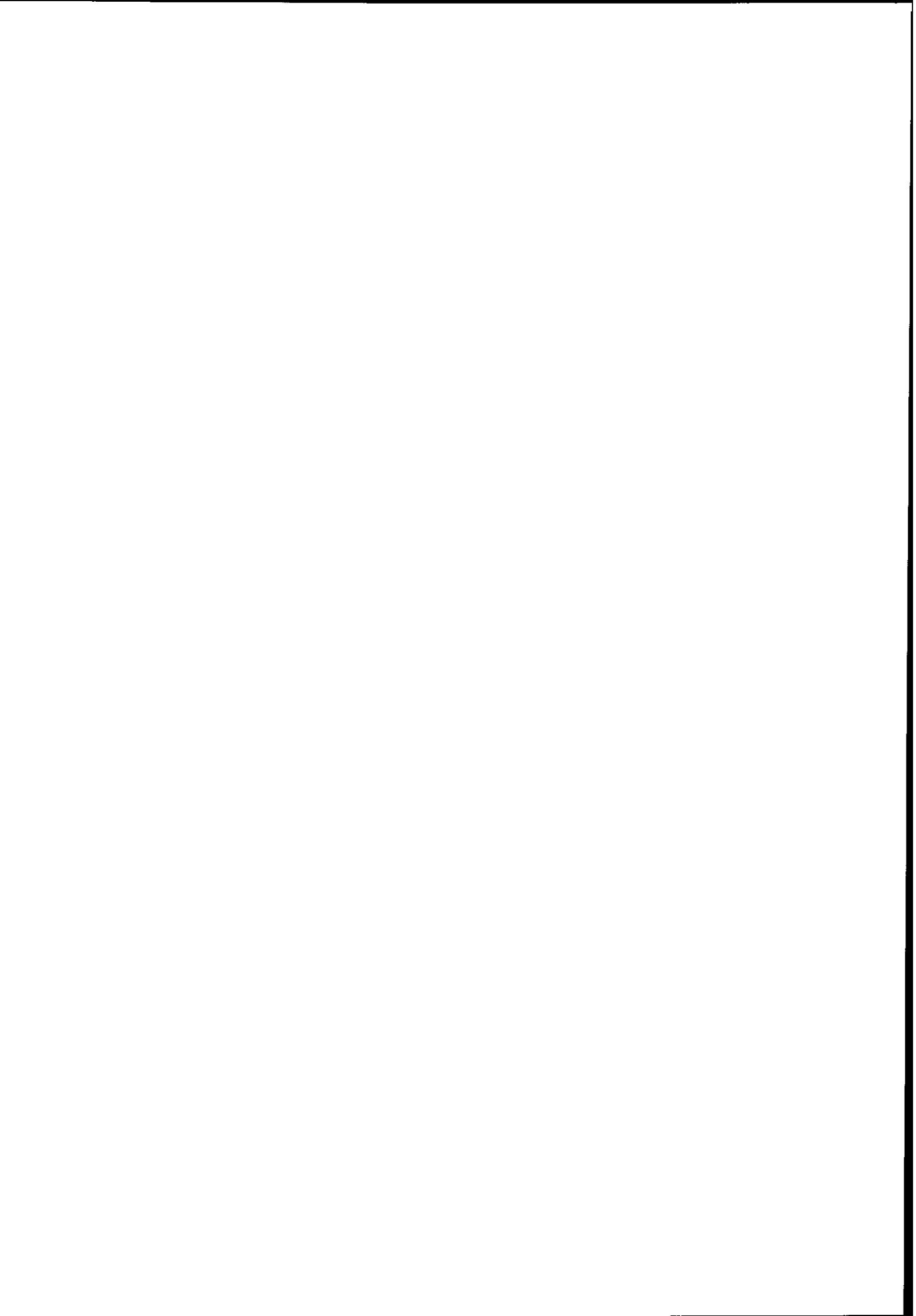
REMERCIEMENTS

Pour rédiger ce cours, j'ai puisé largement dans les oeuvres, parfois non publiées, de maîtres ès-polarisation, tels que Werner MEYER de Bonn, dont le travail d'Habilitation a fourni l'intégralité du chapitre consacré aux cibles classiques et Arnold HONIG de Syracuse, l'inventeur des cibles $\vec{H} \vec{D}$. Je les remercie, ainsi que bien d'autres, moins mis à contribution, comme Steve WHISNANT de Columbia, qui a déclenché mon intérêt pour la cible $\vec{H} \vec{D}$, lors d'un séjour en Caroline du Sud. Enfin, Madame Monique LAUNAY a tapé et mis en page ce cours avec son habituelle dextérité.

REFERENCES

- 1) R.A. Adelseck and B. Saghai, Phys. Rev. 42 (90) 108
- 2) I.S. Barker, A. Donnachie and J.K. Storrow, Nucl. Phys. B95 (75) 347
- 3) A.W. Overhauser, Phys. Rev. 94 (54) 1388
- 4) A. Abragam and W.G. Proctor, Compt. Rend. 246 (58) 2253
- 5) W. Meyer, Polarized target physics at the Bonn electron accelerators ; Rapport interne, Bonn-IR-8860
- 6) A. Abragam and M. Goldman, Rep. Progr. Phys. 41 (78) 395
- 7) R. Bernard et al., NIM 134 (86) 176
P. Chaumette et al. "Future of Nuclear Physics in Europe with polarized electrons and photons" Proceedings of the Workshop édité par J.P. Didelez et G. Tamas ; Orsay 4-6 juillet (1990), page 168
- 8) M. Rigney et al., "Photoproduction of Eta mesons from threshold to 1.2 GeV" Few body XIV Conference, Williamsburg May 1994, Book of abstracts, page 304
- 9) M. Bouché-Pillon ; "photoproduction de mésons η sur le proton", Rapport Interne DAPNIA/SPhN 9341-07/1993
- 10) A. Honig, Phys. Rev. Lett. 19 (67) 1009
- 11) A. Honig and H. Mano, Phys. Rev. B14 (76) 1858
- 12) R. Gehring, "Diplomarbeit" Bonn IR 93-35, non publié
- 13) C. Schaerf, Nucl. Phys. News, Vol. 2, n° 1 (92) 7
- 14) S.D. Drell and A.C. Hearn, Phys. Rev. Lett. 16 (66) 908
- 15) S.B. Gerasimov, Sov. J. Nucl. Phys. 2 (66) 430
- 16) LEGS-Spin Collaboration, "Measurements of the spin structure of the nucleon", proposal, BNL Internal report, L18/19
- 17) M. Anselmino, Ioffe and Leader, Sov. J. Nucl. Phys. 49 (89) 136
- 18) J. Askman et al., Phys. Lett. B206 (88) 364 et Nucl. Phys. B328 (89) 1
- 19) J.D. Björken, Phys. Rev. 148 (66) 1476 et Phys. Rev. D1 (71) 1376
- 20) J.P. Didelez, Nucl. Phys. News. Vol. 4, n° 3 (94) 10

- 21) S. Essabaa et al., Journal de Phys. IV, Colloque C7, Supplément au Journ. de Phys.III, 1(91) 455
- 22) G. Eckert et al., NIM A320 (92) 53
- 23) M.A. Bouchat, T.R. Corver and C.M. Varnum ;Phys. Rev. Lett. 5 (60) 373
- 24) M. Meyerhoff et al., Phys. Lett. B.327 (94) 201
- 25) W.F. Kielhorn ; "A technique for measurement of vector and tensor polarization in solid spin one polarized targets", Ph. D. Thesis, non publié :
Rapport interne Los Alamos LA-12116-T, Thesis UC - 413 (91)
- 26) W. Hereberli, "Nuclear spectroscopy and reactions A", édité par J. Cerny,
New-York (74) 155
- 27) 3rd Int. Symp. on polarization phenomena in nuclear reactions, Madison (70).
- 28) G. Rappenecker ; "Mesure des sections efficaces totales et différentielles et du pouvoir d'analyse pour les pions de la réaction $\vec{p}p \rightarrow pp\pi^0$ ", Thèse Paris-Sud,
IPN-Orsay, non publié, Rapport Interne IPNO-T-92-05
- 29) J. Bystricky et al., Nucl. Phys. B262 (85) 715 et 727
- 30) J.M. Cameron et al., Nucl. Instr. and Methods A305 (91) 257
- 31) S. Kox et al., NIM 346 (94) 527



Analyse multidimensionnelle, des données brutes à la Physique

P. Désesquelles

Introduction

Les techniques d'analyse multidimensionnelle offrent une vaste gamme d'analyses quantitatives et descriptives des données issues d'expériences de physique nucléaire. Elles permettent la mise en évidence de corrélations entre variables physiques, le regroupement des événements par familles, la comparaison de données expérimentales avec des modèles théoriques, la recherche de variables relevantes... Certaines, parmi ces techniques, furent mises au point dans les années trente, dans le cadre des sciences sociologiques pour l'analyse du comportement humain. Pour le moment, elles ont encore peu quitté le domaine des sciences humaines. L'analyse factorielle discriminante a cependant trouvé un certain nombre d'applications en biologie et en physique des particules. En physique nucléaire leur utilisation pourrait rendre de grands services pour l'analyse d'échantillons contenant de nombreux événements (réactions) de grande multiplicité. Les techniques d'analyse multidimensionnelle permettent des analyses très globales en résumant l'information sur quelques variables. Leur utilisation repose sur l'analogie que l'on peut faire entre les individus étudiés par le sociologue et les événements nucléaires étudiés par le physicien, entre les questions posées aux individus et les variables caractéristiques des événements et entre les réponses aux questions et les valeurs prises par les variables.

Trois des principales techniques d'analyse multidimensionnelle (analyse en composantes principales, analyse factorielle des correspondances et analyse factorielle discriminante) seront détaillées dans la seconde partie de ce cours (chapitres 2 à 4). La première partie est consacrée à la description théorique des corrélations entre de nombreuses variables, à l'extraction de corrélations partielles ou multiples et à l'analyse de causalité. Dans cette première partie seront définis les outils mathématiques utiles pour la suite du cours. La dernière partie (chapitre 5) décrira un protocole de comparaison de données expérimentales multiparamétriques avec des données simulées.

1 Les corrélations multidimensionnelles

1.1 Mesures de la corrélation

La corrélation entre deux variables (aléatoires) X et Y de moyenne m_X et m_Y se mesure par la covariance :

$$\sigma_{XY} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (x_i - m_X)(y_i - m_Y) \quad (1)$$

les x_i (resp. y_i) étant les n mesures de la variable X (resp. Y). La dispersion d'une variable autour de sa moyenne est donnée par la variance :

$$\sigma_X^2 = \sigma_{XX} \quad (2)$$

On peut alors normaliser la variance pour obtenir le coefficient de corrélation linéaire compris entre -1 et +1 :

$$\rho_{XY} = \frac{\sigma_{XY}}{\sigma_X \sigma_Y} \quad (3)$$

Par la suite, les seules corrélations prises en compte seront les corrélations *linéaires*.

1.2 Espace de Hilbert

1.2.1 Définition

Pour faciliter l'étude des corrélations entre un grand nombre de variables, on introduit l'espace de Hilbert [1] défini sur l'ensemble des variables aléatoires et muni du produit scalaire :

$$X_i \cdot X_j = \sigma_{X_i X_j} \quad (4)$$

et de la norme :

$$\|X\| = \sigma_X \quad (5)$$

On rapporte cet espace à un référentiel lié aux variables aléatoires étudiées, chaque vecteur de la base est relatif à une variable X_j . La norme du vecteur est donc égale à l'écart-type σ_{X_j} de la variable. Les angles θ_{ij} entre les vecteurs sont donnés par :

$$\cos \theta_{ij} = \rho_{X_i X_j} \quad (6)$$

En effet :

$$X_i \cdot X_j = \|X_i\| \|X_j\| \cos \theta_{ij} = \sigma_{X_i} \sigma_{X_j} \cos \theta_{ij}$$

$X_i \cdot X_j$ est également donné par (4), on obtient donc :

$$\cos \theta_{ij} = \frac{\sigma_{X_i X_j}}{\sigma_{X_i} \sigma_{X_j}}$$

La dimension de l'espace de Hilbert est égale au nombre de variables indépendantes. Pour chaque variable s'exprimant comme combinaison linéaire des autres, la dimension est diminuée d'une unité (§ 1.2.3).

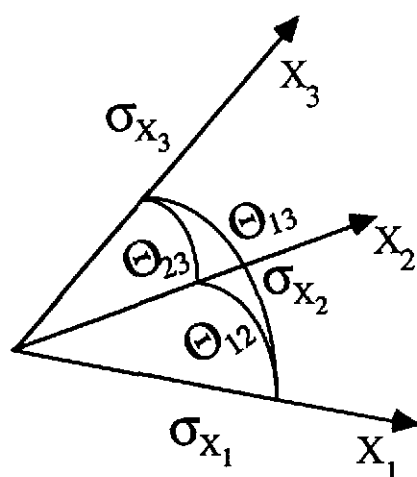
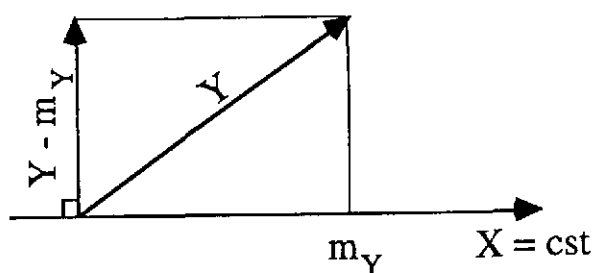


Figure 1: Espace de Hilbert des variables aléatoires

1.2.2 Variables centrées

Dans la plupart des cas que nous aborderons par la suite, les variables seront *centrées* ($Y \rightarrow Y - m_Y$). On montre que l'espace engendré par les variables centrées est orthogonal à l'axe associé aux variables aléatoires $X = \text{constante}$ (le coefficient de corrélation entre toutes les variables aléatoires constantes est nul, leurs vecteurs sont donc colinéaires). La moyenne de la variable aléatoire Y , m_Y , peut être considérée comme une variable aléatoire constante $X = m_Y$. La moyenne de Y est le réel tel que : $\sum_i (y_i - m_Y)^2$ est minimum. La norme de $Y - m_Y$ est donc minimum dans l'espace de Hilbert. De ces deux propriétés, on déduit que m_Y est la projection orthogonale de Y sur $X = \text{constante}$. $Y - m_Y$ est donc toujours orthogonale à $X = \text{constante}$ (voir Fig. 2).

Figure 2: $Y - m_Y$ est orthogonale à $X = \text{constante}$

1.2.3 Propriétés de l'espace vectoriel

Soit X et Y deux variables centrées, si $Y = aX$ alors les vecteurs associés à X et Y sont colinéaires. En effet on a :

$$(\rho_{XY} = 0) \iff (Y = aX + b) \quad (7)$$

(ici $b = 0$ car les variables sont centrées)

De même, on peut montrer que si $Y = X_1 + X_2$ alors Y est dans le plan $[X_1, X_2]$:

$$\begin{aligned} \theta_1 + \theta_2 &= \theta_{12} \\ \Leftrightarrow \cos \theta_1 \cos \theta_2 - \sin \theta_1 \sin \theta_2 &= \cos \theta_{12} \\ \Leftrightarrow \rho_{X_1 Y} \rho_{X_2 Y} - \sqrt{(1 - \rho_{X_1 Y}^2)(1 - \rho_{X_2 Y}^2)} &= \rho_{X_1 X_2} \end{aligned} \quad (8)$$

cette dernière égalité se démontre en décomposant les coefficients de corrélation en covariances.

Le vecteur associé à une combinaison linéaire de deux variables est donc dans le plan défini par les vecteurs associés aux deux variables.

1.3 La matrice de variance-covariance

La matrice individus-caractères \mathbf{X} croise les n observations (en ligne) et les p variables aléatoires (en colonne). Dans la plupart des applications de physique nucléaire, les observations sont les événements (réactions expérimentales ou simulées) et les variables aléatoires, les variables globales décrivant les événements. Pour certains traitements mathématiques introduits dans la suite, il sera nécessaire que $n > p$, ce qui ne pose habituellement pas de problème. Lorsque le nombre de variables est supérieur à deux, l'information concernant les corrélations entre variables est contenue dans la matrice de variance-covariance. Si les variables sont centrées, la matrice de variance covariance est donnée par :

$$\mathbf{V} = \frac{1}{n} {}^t\mathbf{X}\mathbf{X} \quad (9)$$

où ${}^t\mathbf{X}$ est la transposée de la matrice \mathbf{X} (si \mathbf{X} est la matrice des x_{ij} , ${}^t\mathbf{X}$ est la matrice des x_{ji})

$$\mathbf{V} = \begin{pmatrix} \sigma_{X_1}^2 & \sigma_{X_1 X_2} & \dots & & \\ \sigma_{X_1 X_2} & \ddots & & & \\ \vdots & & \sigma_{X_j}^2 & & \\ & & & \ddots & \\ & & & & \sigma_{X_p}^2 \end{pmatrix} \quad (10)$$

Dans le cas où les variables sont *standardisées* (centrées et réduites c.a.d. divisées par leur écart-type : $X \rightarrow \frac{X - m_X}{\sigma_X}$) la matrice de variance-covariance est égale à la matrice de corrélation \mathbf{R} :

$$\mathbf{V} = \mathbf{R} = \begin{pmatrix} 1 & \rho_{X_1 X_2} & \dots & & \\ \rho_{X_1 X_2} & & & & \\ \vdots & & \ddots & & \\ & & & & \\ & & & & 1 \end{pmatrix} \quad (11)$$

1.4 Le coefficient de corrélation multiple

1.4.1 Définition

A deux dimensions (deux variables), le coefficient de corrélation mesure la dispersion du nuage des points (x_i, y_i) autour de la droite de régression linéaire de Y par X . Le coefficient de corrélation multiple généralise cette notion pour plusieurs variables X_j , c'est le plus grand coefficient de corrélation entre Y et une combinaison linéaire des X_j .

$$\rho_{Y, X_1 \dots X_p} = \max_{a_1 \dots a_p} \rho_{Y(\sum_j a_j X_j)} \quad (12)$$

Les X_j sont appelées variables *explicatives*. Lorsque la valeur des X_j est connue mais pas celle de Y , $\sum_j a_j X_j$ est la meilleure (au sens du coefficient de corrélation linéaire) valeur approchée de Y calculée à partir des X_j .

1.4.2 Interprétation graphique

Le vecteur associé à $\sum_j a_j X_j$ appartient au sous-espace engendré par les vecteurs associés aux X_j . On cherche le vecteur de ce sous-espace ayant l'angle minimum (coefficient de corrélation maximum) avec le vecteur associé à Y . Ce vecteur est obtenu par projection de Y sur le sous-espace associé aux X_j (voir Fig. 3). La variable $\sum_j a_j X_j$ est appelée *chimère* de Y .

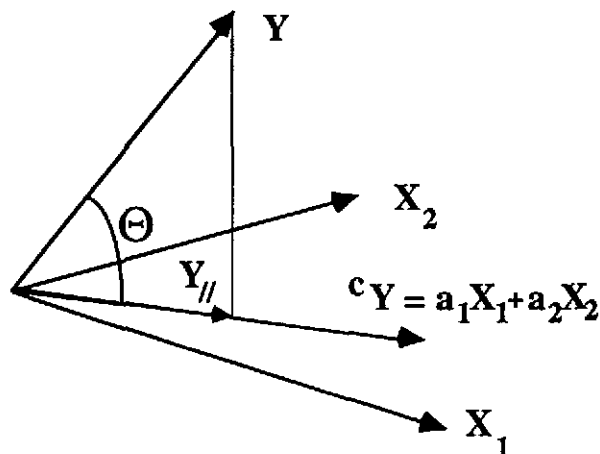


Figure 3: Chimère (à deux dimensions) de Y obtenue par projection orthogonale du vecteur associé à Y sur le sous-espace associé à X_1 et X_2 (les variables sont standardisées : $\sigma_{X_1} = \sigma_{X_2} = \sigma_Y = \sigma_{cY} = 1$; $\sigma_{Y_{//}} = \cos \theta$).
 $\cos \theta = \rho_{Y, X_1 X_2}$

1.4.3 Calcul du coefficient de corrélation multiple

La propriété définie ci-dessus permet de calculer la valeur de $\rho_{Y, X_1 \dots X_p}$. On se place dans le cas où toutes les variables sont standardisées. Soit P la matrice de projection sur le sous-espace associé aux X_j , y la matrice colonne des coordonnées du vecteur \vec{y}

associé à Y ($\|\vec{y}\| = 1$ car Y est réduite) et $\vec{y}_{||}$ le vecteur associé à la projection de Y sur le sous-espace associé aux X_j ($\|\vec{y}_{||}\| = \cos\theta$). Le vecteur ${}^c\vec{y}$ associé à la chimère de Y est donné par ${}^c\vec{y} = \vec{y}_{||}/\cos\theta$. On a : $\vec{y} \cdot \vec{y}_{||} = \|\vec{y}_{||}\| \|\vec{y}_{||}\| \cos\theta = \cos^2\theta = \rho_{Y, X_1 \dots X_p}^2$ et $\vec{y} \cdot \vec{y}_{||} = {}^t\mathbf{yPy}$. D'où :

$$\rho_{Y, X_1 \dots X_p} = \sqrt{{}^t\mathbf{yPy}} \quad (13)$$

La matrice de projection \mathbf{P} peut être obtenue à partir de la matrice individus-caractères par :

$$\mathbf{P} = \mathbf{X} ({}^t\mathbf{XX})^{-1} {}^t\mathbf{X} \quad (14)$$

1.4.4 Application physique

Lors de l'analyse d'expériences en physique nucléaire, il est souvent nécessaire d'estimer le paramètre d'impact b (de matrice colonne des réalisations \mathbf{b}) des réactions détectées, événement par événement. Le paramètre d'impact n'est, bien sûr, pas directement observable, on va donc calculer sa variable chimère ${}^c b$, combinaison linéaire d'un certain nombre d'observables expérimentales (M la multiplicité de fragments détectés, Z_{max} la plus grande charge détectée, Z_{tot} la somme des charges détectées, P_{tot} la somme des impulsions détectées et M_{imf} le nombre de fragments de masse intermédiaire détectés). La formule (13) ne peut pas être appliquée à un échantillon d'événements expérimentaux puisque la matrice $\mathbf{y} \equiv \mathbf{b}$ est inconnue. Il est donc nécessaire d'utiliser un simulateur (Monte Carlo) d'interactions nucléaires (en l'occurrence le modèle Gemini [20] précédé d'une voie d'entrée) filtré par un code reproduisant la fonction de réponse du détecteur (en l'occurrence INDRA). On simule des collisions calcium sur cuivre à 35 MeV par nucléon. Seules les particules du quasi-projectile (noyau projectile après interaction avec le noyau cible) sont prises en compte. On obtient ainsi la matrice \mathbf{X} à 6 colonnes (M , Z_{max} , Z_{tot} , P_{tot} , M_{imf} et b , chacune de ces variables ayant été standardisée) et 10000 lignes (nombre d'événements simulés). Il est alors possible d'appliquer les formules (13) et (14). La variable chimère permet, dans ce cas, une amélioration substantielle du coefficient de corrélation :

variables	M	Z_{max}	Z_{tot}	P_{tot}	M_{imf}	${}^c b$
ρ_b	-0.74	-0.20	-0.72	0.11	-0.57	0.85

Table 1: Coefficients de corrélation du paramètre d'impact b avec les variables observables et avec sa variable chimère ${}^c b$

1.5 Le coefficient de corrélation partielle

1.5.1 Utilité

Le coefficient de corrélation partielle permet d'extraire la corrélation directe entre deux variables de celles dues à d'autres variables. L'utilité du coefficient de corrélation partielle peut être illustrée par l'exemple suivant. En France, la consommation de pastis est anti-corrélée au risque de grippe. Cela ne signifie pourtant pas que la consommation de pastis protège de la grippe, ni que la grippe provoque un dégoût du pastis. La corrélation est due au fait que la consommation de pastis est plus importante dans le Sud où les hivers sont moins rigoureux. Dans ce cas, le coefficient de corrélation partielle permet de "déconvoluer" la corrélation des variables *pastis* et *grippe* de l'effet de la variable *latitude*. Cette "déconvolution" n'est bien sûr possible que si la variable maîtresse (*latitude*) a été préalablement identifiée. De même, on pourrait montrer que le salaire des chercheurs du CNRS est corrélé au trou dans la couche d'ozone. La variable cachée qui porte la corrélation est, dans ce cas, le temps.

1.5.2 Définition

On se place dans le cas où les variables sont au nombre de trois : X_1 , X_2 , et X_3 . Connaissant les coefficients de corrélation entre chacun des trois couples de variables, $\rho_{X_i X_j}$, on cherche le coefficient de corrélation partielle entre X_1 et X_2 , $\rho_{X_1 X_2 | X_3}$. Le coefficient de corrélation partielle mesure la corrélation résiduelle lorsque la corrélation due à la troisième variable a été éliminée. C'est donc le coefficient de corrélation entre les résidus R_1 et R_2 des régressions linéaires de X_3 par X_1 et X_2 :

$$X_1 = a_1 X_3 + B_1 + R_1 \quad (15)$$

$$X_2 = a_2 X_3 + B_2 + R_2 \quad (16)$$

$$\rho_{X_1 X_2 | X_3} = \rho_{R_1 R_2} \quad (17)$$

On montre que le coefficient de corrélation partielle peut s'exprimer en fonction des coefficients de corrélation :

$$\rho_{X_1 X_2 | X_3} = \frac{\rho_{X_1 X_2} - \rho_{X_1 X_3} \rho_{X_2 X_3}}{\sqrt{(1 - \rho_{X_1 X_3}^2)(1 - \rho_{X_2 X_3}^2)}} \quad (18)$$

1.5.3 Généralisation

Lorsque le problème comprend p variables X_j , on peut calculer les coefficients partiels, en fixant jusqu'à $p - 2$ variables, en appliquant itérativement la formule suivante :

$$\rho_{X_{i_1} X_{i_2} | X_{i_3} \dots X_{i_k}} = \frac{\rho_{X_{i_1} X_{i_2} | X_{i_3} \dots X_{i_{k-1}}} - \rho_{X_{i_1} X_{i_k} | X_{i_3} \dots X_{i_{k-1}}} \rho_{X_{i_2} X_{i_k} | X_{i_3} \dots X_{i_{k-1}}}{\sqrt{(1 - \rho_{X_{i_1} X_{i_k} | X_{i_3} \dots X_{i_{k-1}}}^2)(1 - \rho_{X_{i_2} X_{i_k} | X_{i_3} \dots X_{i_{k-1}}}^2)}} \quad (19)$$

avec ($k \leq p - 2$).

1.5.4 Interprétation graphique

Lorsque les variables sont centrées, les vecteurs constants B_1 et B_2 de (15) et (16) sont nuls. Les résidus R_1 et R_2 des régressions linéaires sont, par définition, orthogonaux à X_3 . Les différentes variables peuvent donc être ainsi représentées dans l'espace de Hilbert :

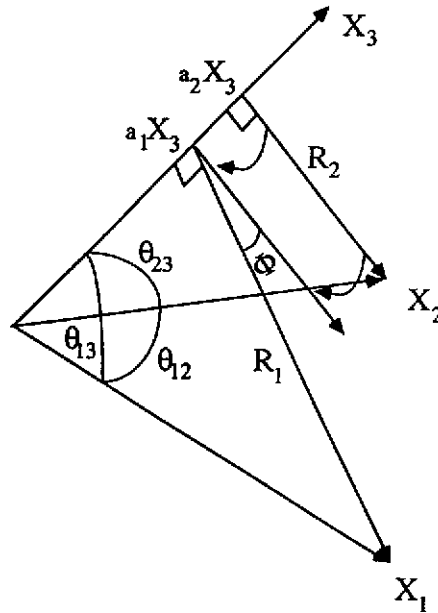


Figure 4: *Interprétation géométrique du coefficient de corrélation partielle :*
 $\rho_{X_1 X_2 | X_3} = \cos \Phi$

En appliquant les propriétés trigonométriques, on montre que :

$$\cos \Phi = \frac{\cos \theta_{12} - \cos \theta_{13} \cos \theta_{23}}{\sqrt{\sin \theta_{13} \sin \theta_{23}}} \quad (20)$$

Démontrant ainsi la propriété (18).

1.5.5 Application physique

Dans le cadre de l'étude de la désexcitation des noyaux chauds, l'hypothèse a été formulée d'un changement de mécanisme (fragmentation binaire séquentielle \rightarrow multifragmentation instantanée) dans la région des énergies d'excitation allant de 4 à 6 MeV par nucléon. Du fait de la nature instantanée, "explosive", de la multifragmentation, une signature possible du changement de mécanisme serait une plus grande isotropie de l'émission des fragments dans l'espace. L'isotropie d'une fragmentation peut être mesurée par l'ellipsoïde des moments : si les fragments sont préférentiellement émis le long d'un axe, l'ellipsoïde a la forme d'un cigare, s'ils sont

émis dans le plan, la forme d'un disque et si l'émission est parfaitement isotrope, l'ellipsoïde est une sphère. On introduit donc la sphéricité $\beta \in [0, 1]$ définie par :

$$\beta = \frac{q_3 - q_1}{\sum_{i=1}^3 q_i} \quad \text{avec} \quad (21)$$

$$q_i = \sqrt{\lambda_i} \quad (22)$$

où les λ_i sont les longueurs des axes de l'ellipsoïde, ordonnées de manière croissante. Plus β est petit, plus l'émission est isotrope. Une étude, menée sur la désexcitation de noyaux quasi-projectiles de calcium à 35 MeV par nucléon [26], avait montré qu'effectivement l'isotropie augmentait avec l'énergie d'excitation E^* des noyaux ($\rho_{E^*\beta} = -0.64$, voir Fig. 5). En réalité, lorsque l'énergie d'excitation augmente, la multiplicité M des fragments du noyau parent augmente également ($\rho_{E^*M} = -0.89$). Or, par conservation de l'impulsion, lorsqu'il n'y a que deux fragments dans la voie de sortie, ils sont émis, dans le cdm, sur un axe et l'ellipsoïde est un cigare ($\beta = 1$), trois fragments sont émis dans le plan et l'ellipsoïde est un disque ($\beta = 1$), ce n'est qu'à partir de quatre fragments que l'on peut se rapprocher de la sphère ($\beta \rightarrow 0$). Le coefficient de corrélation entre la sphéricité et la multiplicité est : $\rho_{M\beta} = -0.77$. Il était donc nécessaire d'extraire la partie due à M de la corrélation entre E^* et β . Le coefficient de corrélation partiel correspondant est : $\rho_{E^*\beta|M} = -0.15$. L'influence de la multiplicité est donc prédominante et la valeur obtenue pour $\rho_{E^*\beta|M}$ est bien trop faible pour permettre la moindre conclusion.

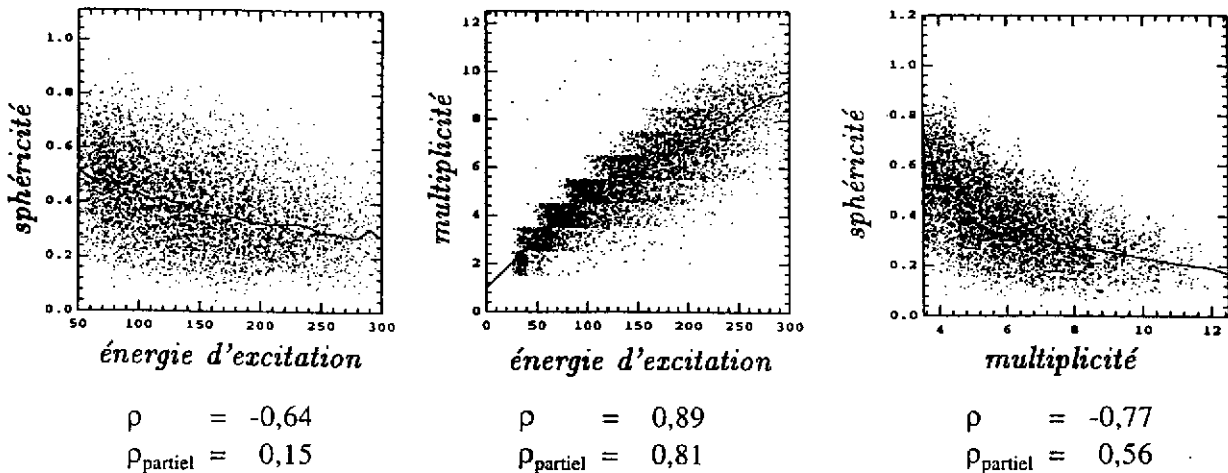


Figure 5: Coefficients de corrélation et de corrélation partielle des trois variables énergie d'excitation, sphéricité et multiplicité dans le cas de la fragmentation de noyaux de calcium

1.6 La causalité

1.6.1 Cause et effet

Nous avons vu les risques qu'il y avait de déduire une relation de cause à effet à partir de la corrélation entre deux variables. Pour qu'un phénomène puisse être la cause d'un autre phénomène, il est nécessaire qu'il le précède temporellement (*cause efficiente*) [2]. Il est à signaler qu'en Probabilités, le mot *cause* a aussi une autre signification, introduite par Descartes : dans une implication de type $A \Rightarrow B$, A est appelé la cause de B (on retrouve cette signification dans l'expression "probabilités des causes"). Dans la suite, le mot *cause* désignera donc un phénomène qui en produit un autre. Plusieurs phénomènes pouvant contribuer au même effet, le but sera donc de quantifier la part de chacun.

1.6.2 Techniques d'extraction des rapports de causalité

Deux techniques mathématiques d'extraction des rapports de détermination ont été proposées. La première, *analysis of commonality*, est aujourd'hui abandonnée, car l'interprétation scientifique des paramètres obtenus restait ambiguë. La seconde méthode, l'*analyse de chemin*, introduite par le généticien Sewall Wright [3], permet des interprétations plus saines, même si elles ne sont pas sans danger [4], et repose sur un certain nombre d'hypothèses limitatives qui seront soulignées dans les paragraphes suivants.

1.6.3 L'analyse de chemin

Diagrammes de chemin : L'analyse de chemin impose de postuler a priori une structure de causes à effets, le *diagramme de chemin* (Fig. 6), liant temporellement des variables inter-dépendantes [13].

L'exemple suivant décrit les étapes de la désexcitation d'un noyau chaud. Le temps s'écoule de la gauche du diagramme vers la droite. Chaque flèche représente une relation de causalité. Les doubles flèches verticales marquent l'inter-dépendance entre deux variables simultanées pour lesquelles il n'est pas possible d'établir de primauté. Par exemple, le nombre de particules de pré-équilibre augmente avec le volume de recouvrement des deux noyaux en début de réaction mais, lorsque ces particules sont émises, le volume est d'autant diminué. Les variables placées à l'extrémité d'une flèche sont dites *endogènes*, les variables placées à l'origine sont dites *causales*, les variables sans cause sont dites *exogènes*.

Il est parfois nécessaire de supposer que certaines variables causales d'une variable endogène ne sont pas connues. Dans ce cas, on introduit une variable exogène supplémentaire (notée E_i , Fig. 6) représentant les causes non-identifiées. L'analyse de chemin fait l'hypothèse que les variables endogènes peuvent s'exprimer comme des combinaisons linéaires de leur variables causales :

$$\text{endogène}_j = \sum_i a_i \text{causale}_{i,j} + B_j + E_j \quad (23)$$

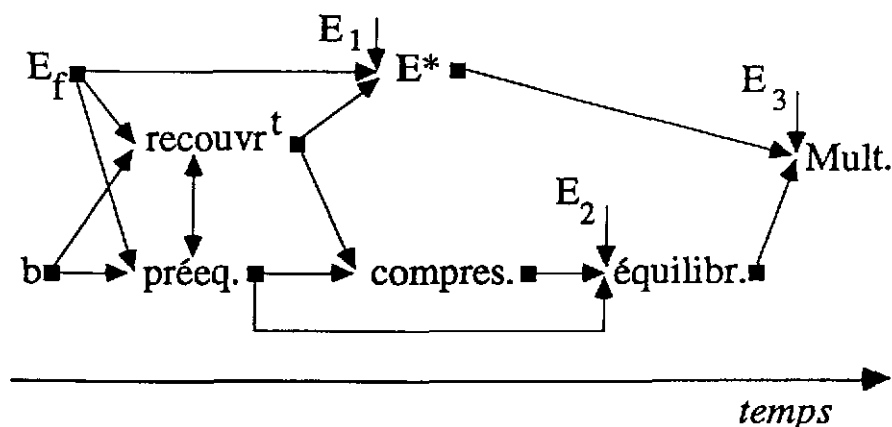


Figure 6: Exemple (d'école) de diagramme de chemin liant les variables décrivant le mécanisme de désexcitation d'un noyau chaud : E_f : énergie du faisceau, b : paramètre d'impact, recouvr^t : intégrale de recouvrement des sphères nucléaires, preeq. : nombre de nucléons de pré-équilibre, E^* : énergie d'excitation, compres. : compression du noyau, équilibr. : degré d'équilibration thermique du noyau fusionné, Mult. : multiplicité des fragments, E_1 , E_2 et E_3 : facteurs de causalité non-identifiés.

Degré de détermination : Nous allons illustrer la méthode de l'analyse de chemin à partir d'une cellule de base du diagramme de chemin (Fig 7).

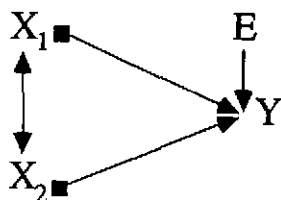


Figure 7: Cellule de base du diagramme de chemin

La décomposition de Y selon (23) donne : $Y = a_1X_1 + a_2X_2 + E$ (on suppose les variables déjà centrées, le terme B disparaît donc de la somme). On pose ${}^iY = a_1X_1 + a_2X_2$, partie *identifiée* de Y (iY ne dépend que des variables causales identifiées). iY est obtenue par régression linéaire multiple de Y par les X_j , elle est indépendante de E , on a donc :

$$\sigma_Y^2 = \sigma_{{}^iY}^2 + \sigma_E^2 \quad (24)$$

Le premier terme, partie identifiée de la variance, peut s'écrire : $\sigma_{iY}^2 = \sigma_Y^2 \rho_{YiY}^2$ car,

$$\rho_{YiY} = \frac{\sigma_{YiY}}{\sigma_Y \sigma_{iY}} = \frac{\sigma_{iYiY} + \sigma_{EiY}}{\sigma_Y \sigma_{iY}} = \frac{\sigma_{iY}^2}{\sigma_Y \sigma_{iY}} = \frac{\sigma_{iY}}{\sigma_Y} \quad (25)$$

D'autre part, on peut toujours écrire :

$$\sigma_Y^2 = \sigma_Y^2 \rho_{YiY}^2 + \sigma_Y^2 (1 - \rho_{YiY}^2) \quad (26)$$

On peut donc identifier terme à terme les équations (24) et (26). Le premier terme est appelé facteur de causalité identifié et le second, facteur de causalité non-identifié. On montre ainsi que ρ_{YiY}^2 mesure le *degré de détermination* de Y .

Interprétation géométrique : On construit les vecteurs des variables standardisées ($Y' = \frac{Y}{\sigma_Y}$, $E' = \frac{E}{\sigma_E}$, $iY' = \frac{iY}{\sigma_{iY}}$), Fig. 8.

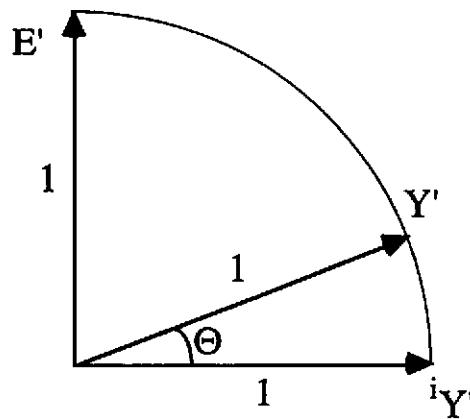


Figure 8: Représentation, dans l'espace de Hilbert, de l'équation (23). $\cos \theta = \rho_{YiY}$

On a : $Y = iY + E$, ce qui donne, pour les variables standardisées :

$$Y' = \frac{\sigma_{iY}}{\sigma_Y} iY' + \frac{\sigma_E}{\sigma_Y} E' \quad (27)$$

De plus, d'après la figure 8 :

$$Y' = \cos \theta iY' + \sin \theta E' \quad (28)$$

En identifiant les premiers termes, on retrouve la propriété (25)

Coefficients de chemin : On sait déjà que ρ_{YiY}^2 mesure le degré de détermination de Y . Le but est alors de séparer les contributions dues à X_1 et X_2 . De l'équation (18), on déduit la relation suivante entre coefficient de corrélation et coefficients de corrélation partielle :

$$\rho_{YiY}^2 = \rho_{YX_1|X_2}^2 + \rho_{YX_2|X_1}^2 + 2 \rho_{YX_1|X_2} \rho_{YX_2|X_1} \rho_{X_1X_2} \quad (29)$$

qui peut se réécrire :

$$\rho_{Y^i Y}^2 = \rho_{Y X_1 | X_2} (\rho_{Y X_1 | X_2} + \rho_{Y X_2 | X_1} \rho_{X_1 X_2}) + \rho_{Y X_2 | X_1} (\rho_{Y X_2 | X_1} + \rho_{Y X_1 | X_2} \rho_{X_1 X_2})$$

expression dans laquelle, la première ligne peut être vue comme la contribution de X_1 à la détermination de Y , et la seconde ligne comme la contribution de X_2 . Le coefficient de corrélation $\rho_{X_1 X_2}$ correspond à la détermination réciproque de X_1 et X_2 représentée par la double flèche sur la figure 7. On appelle *coefficient de chemin de X_1 vers Y* le terme $\rho_{Y X_1 | X_2}$. Les différentes flèches du diagramme 7 peuvent donc être pondérées de la manière suivante :

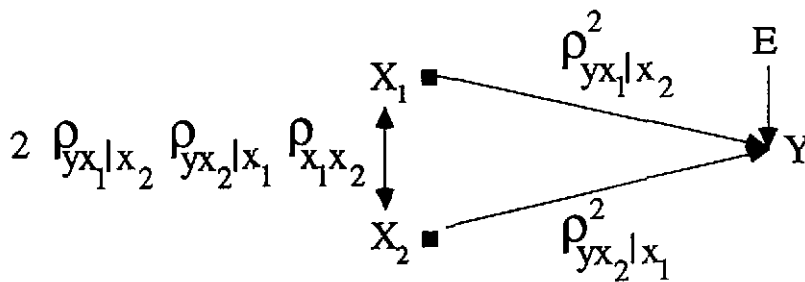


Figure 9: Pondérations des causalités dans l'analyse de chemin

1.6.4 Conclusion

L'analyse de chemin est une technique particulièrement adaptée à l'étude théorique des mécanismes temporels de réaction. D'un point de vue phénoménologique, cette technique permet d'étudier l'influence des étapes du modèle sur les observables expérimentales et donc de savoir de quelle étape les observables sont la signature. Il est ainsi possible de définir des sondes temporelles.

2 Analyse en Composantes Principales

2.1 Introduction

L'ACP permet de réduire la dimensionnalité de l'information contenue dans un tableau individus-caractères. Dans la plupart des applications pratiques en Physique Nucléaire, les individus correspondront à des événements expérimentaux ou simulés, et les caractères aux variables globales décrivant ces événements. Le but de l'ACP est de condenser l'information sur un nombre minimum de variables, dites *principales*, combinaisons linéaires des variables primaires. Les projections du tableau individus-caractères sur 2 ou 3 variables principales permettront donc une visualisation globale des caractéristiques de l'ensemble des événements. Sur ce même graphe pourront conjointement être représentés les coefficients de corrélation entre les variables primaires [9][13].

Un tableau individus-caractères X (n événements, p variables) est équivalent à un nuage de n points (représentant les événements) plongé dans un espace à p dimensions (espace de Hilbert cf. §1.2). Cet espace est rapporté à un repère normé dont chaque vecteur de base est rattaché à une variable primaire. Les coordonnées des points dans ce repère sont égales aux valeurs prises par les variables pour les événements correspondants. Les directions des axes sont choisies de sorte que les cosinus des angles entre deux axes soient toujours égaux au coefficient de corrélation liant les deux variables primaires correspondantes. Par la suite, nous nous intéresserons à la forme du nuage représentant les événements dans cet espace (espace des événements). Il est clair que cette forme dépend des unités choisies pour les variables. Pour se ramener à des grandeurs comparables et s'affranchir des problèmes d'unité, chaque variable est préalablement centrée et réduite.

$$(\forall i \in [1, n]), (\forall j \in [1, p]), (x_{ij}^{cr} = \frac{x_{ij} - m_j}{\sigma_j}) \quad (30)$$

La matrice centrée-réduite sera notée X^{cr} . Le nuage de points est donc maintenant centré sur l'origine.

2.1.1 Analogie mécanique

A trois dimensions ($p = 3$), ce nuage peut être assimilé à un solide, ensemble de points mécaniques de même masse m (Fig. 11). Son centre de gravité g est placé à l'origine.

$g(g_1, \dots, g_3)$ est le point par rapport auquel l'inertie est minimum :

$$\begin{aligned} & (\forall j \in [1, 3]), \left(\frac{\partial}{\partial g_j} \sum_{i=1}^n m \left(\frac{x_{ij} - m_j}{\sigma_j} - g_j \right)^2 = 0 \right) \\ \iff & (\forall j \in [1, 3]), (g_j = 0) \end{aligned}$$

en développant

L'inertie de ce solide est équivalente à celle de son ellipsoïde d'inertie dont les axes principaux sont les trois vecteurs propres de son tenseur d'inertie. Les racines des

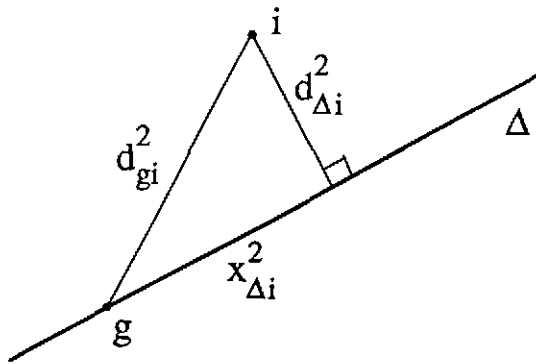
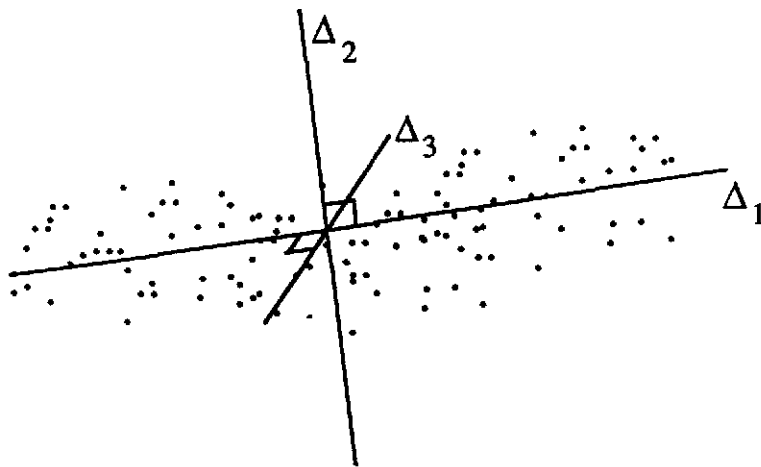


Figure 10: Décomposition de l'inertie totale

Figure 11: Premier (Δ_1), second (Δ_2) et troisième (Δ_3) axes principaux d'un nuage de dimension $p = 3$.

valeurs propres associées donnent la longueur de chaque axe principal. Le premier axe principal est celui autour duquel l'inertie du solide est minimum, le second est l'axe perpendiculaire ayant la même propriété, le troisième est perpendiculaire au deux premiers.

La somme de l'inertie $I_{proj\Delta}$, du nuage de points projeté sur un axe Δ passant par le centre de gravité, et de l'inertie I_{Δ} , du nuage par rapport à cet axe, est toujours égale à l'inertie par rapport à g (Fig.10) :

$$\begin{aligned} I_g = \sum_{i=1}^n m d_{gi}^2 &= \sum_{i=1}^n m d_{\Delta i}^2 + \sum_{i=1}^n m x_{\Delta i}^2 \\ &= I_{\Delta} + I_{proj\Delta} \end{aligned}$$

Le premier axe principal est donc l'axe sur lequel l'inertie projetée est maximum. L'inertie projetée est appelée *inertie expliquée*. Elle mesure, en statistique, la quantité d'information portée par cet axe. Il est souvent plus parlant de ramener l'inertie expliquée par un axe à l'inertie totale (somme des inerties expliquées portées par chacun des axes) c'est-à-dire l'inertie par rapport au centre de gravité : $I_g = \sum_{j=1}^3 I_{proj\Delta_j}$.

On montrera que la valeur propre d'un axe principal est égale à l'inertie expliquée par cet axe. Toutes les propriétés définies ci-dessus pour le cas $p = 3$ restent, bien sûr, valables quelque soit le nombre de variables. On peut remarquer qu'il y a identité absolue entre les notions de *moyenne* et de *centre de gravité* ainsi qu'entre les notions de *variance* et d'*inertie* dans le cas où la masse de chaque point est fixée à $m = \frac{1}{n}$.

2.2 Les sous-espaces principaux

Dans le cas général (quelque soit la dimension p), le but est de trouver l'axe de l'espace E_{ev} sur lequel la projection du nuage des événements se fait avec le moins de perte d'information possible. On appelle cet axe *axe principal*. Cet axe possède les propriétés suivantes (Fig. 11) :

- il déforme le moins possible les distances entre événements,
- la somme des carrés des distances projetées est maximum ,
- l'inertie du nuage projeté est maximum,
- l'inertie du nuage des événements est minimum par rapport à cet axe.

On peut généraliser ces propriétés à n'importe quel sous-espace de projection de dimension 1 à $(p-1)$.

Théorème 1 (emboîtement des solutions) *Soit un sous espace principal de dimension k : E_{ev}^k . Le sous-espace principal E_{ev}^{k+1} est la somme directe de E_{ev}^k et de l'axe principal du supplémentaire de E_{ev}^k dans E_{ev} : $E_{ev} - E_{ev}^k$.*

Le sous-espace principal de dimension k peut donc être construit par déterminations successives des k premiers axes principaux.

2.3 Recherche des axes principaux

Théorème 2 *L'inertie I_g du nuage des événements dans l'espace E_{ev} est égale à la trace de la matrice de variance-covariance V de X .*

En effet :

$m_j = 1/n \sum_{i=1}^n x_{ij}$ et $\sigma_j = \sqrt{1/n \sum_{i=1}^n (x_{ij} - m_j)^2}$ sont les estimateurs de l'espérance et de l'écart-type.

$$tr(V) = \sum_{j=1}^p \sigma_j^2 = \sum_{j=1}^p \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n (x_{ij} - m_j)^2 = I_g$$

Soit P^k matrice de projection de E_{ev} dans E_{ev}^k et V^{cr} la matrice de variance-covariance de X^{cr} . L'inertie du nuage dans E_{ev}^k par rapport à g , son centre de gravité, est donc :

$$I_g^k = tr(V^{cr} P^k)$$

Soit, pour tout k compris entre 1 et p , \vec{a}_k un vecteur portant l'axe principale de l'espace $E_{ev} - E_{ev}^k$. D'après le théorème de l'emboîtement des solutions, les vecteurs $\vec{u}_k = \vec{a}_k / \|\vec{a}_k\|$ forment une base orthonormée de E_{ev} . On notera \mathbf{a}_k la matrice colonne décrivant le vecteur \vec{a}_k . Le premier axe principal est l'axe du nuage qui porte la plus grande inertie expliquée, donc qui maximise : $I_g^1 = tr(\mathbf{V}^{cr} \mathbf{P}^1)$. La matrice de projection peut s'écrire :

$$\begin{aligned} \mathbf{P}^1 &= \frac{\mathbf{a}_1 {}^t \mathbf{a}_1}{{}^t \mathbf{a}_1 \mathbf{a}_1} \implies I_g^1 = tr\left(\frac{\mathbf{V}^{cr} \mathbf{a}_1 {}^t \mathbf{a}_1}{{}^t \mathbf{a}_1 \mathbf{a}_1}\right) \\ {}^t \mathbf{a}_1 \mathbf{a}_1 \text{ est scalaire} &\implies I_g^1 = \frac{1}{{}^t \mathbf{a}_1 \mathbf{a}_1} tr(\mathbf{V}^{cr} \mathbf{a}_1 {}^t \mathbf{a}_1) \\ tr(AB) = tr(BA) &\implies I_g^1 = \frac{1}{{}^t \mathbf{a}_1 \mathbf{a}_1} tr({}^t \mathbf{a}_1 \mathbf{V}^{cr} \mathbf{a}_1) \\ {}^t \mathbf{a}_1 \mathbf{V}^{cr} \mathbf{a}_1 \text{ est scalaire} &\implies I_g^1 = \frac{{}^t \mathbf{a}_1 \mathbf{V}^{cr} \mathbf{a}_1}{{}^t \mathbf{a}_1 \mathbf{a}_1} \\ I_g^1 \text{ est maximum} &\implies \frac{\partial I_g^1}{\partial \mathbf{a}_1} = 0 = \frac{({}^t \mathbf{a}_1 \mathbf{a}_1) 2 \mathbf{V}^{cr} \mathbf{a}_1 - ({}^t \mathbf{a}_1 \mathbf{V}^{cr} \mathbf{a}_1) 2 \mathbf{a}_1}{{}^t \mathbf{a}_1 \mathbf{a}_1)^2} \\ &\implies \mathbf{V}^{cr} \mathbf{a}_1 = \left[\frac{{}^t \mathbf{a}_1 \mathbf{V}^{cr} \mathbf{a}_1}{{}^t \mathbf{a}_1 \mathbf{a}_1} \right] \mathbf{a}_1 \\ \text{on reconnaît } I_g^1 \text{ entre crochets} &\implies \mathbf{V}^{cr} \mathbf{a}_1 = I_g^1 \mathbf{a}_1 \end{aligned}$$

I_g^1 est maximum, elle est donc la plus grande valeur propre de \mathbf{V}^{cr} . Son vecteur propre est \vec{a}_1 .

2.3.1 Première application physique : exemple illustratif

Pour cet exemple, nous nous placerons dans un espace à trois dimensions. Un échantillon de 10 000 événements est généré par un code de simulation d'interactions nucléaires à trois étapes : prééquilibre (code Blann [12]), trajectoires classiques, désexcitation des deux noyaux sources (cas des collisions binaires) ou du noyau de fusion (Gemini [20]). La réaction étudiée est Ca sur Cu à 35 MeV par nucléon pour une distribution triangulaire en paramètre d'impact. Les événements sont filtrés informatiquement par la fonction de réponse du multidétecteur AMPHORA. Les trois variables retenues pour l'analyse sont : la multiplicité M , la sphéricité β et l'angle de flot θ_{flot} . Le nuage obtenu est présenté Fig. 12.

Ce nuage est projeté sur ses axes principaux d'inertie. Les pourcentages d'inertie expliquée par les deux premiers axes principaux sont, respectivement, 64% et 23%. Avec 87% d'inertie expliquée, le graphe $[\Delta_1, \Delta_2]$ est donc interprétable. On remarque que les événements se répartissent suivant un croissant entourant le centre de gravité. L'axe Δ_1 sépare les événements extrêmes et l'axe Δ_2 les événements moyens des événements extrêmes (effet Guttman). Quand les projections des extrémités des vecteurs relatifs aux variables primaires sont proches du cercle unité (*cercle de*

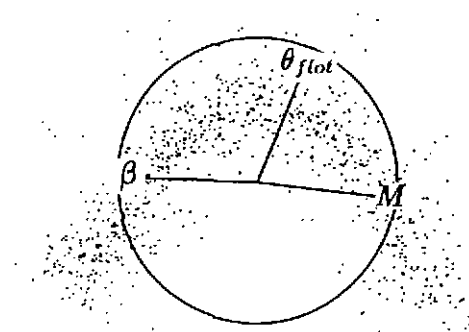


Figure 12: Projection sur le plan principal de l'ACP des événements (points) correspondant à la désexcitation du quasi-projectile dans les collisions Ca + Cu à 35 MeV par nucléon (AMPHORA). Les symboles M , θ_{flot} et β correspondent à la projection de l'extrémité des vecteurs associés aux variables dans l'espace à trois dimensions.

corrélation) cela signifie que le vecteur dans l'espace à p dimensions était proche du plan de projection. De même, les angles projetés entre deux vecteurs proches du cercle de corrélation sont pratiquement les mêmes que ceux dans l'espace à p dimensions. Dans l'exemple, les projections sont toutes trois proches du cercle de corrélation, les angles entre vecteurs projetés sont donc représentatifs de leur coefficient de corrélation. Les axes relatifs à la multiplicité et à la sphéricité sont pratiquement à 180° l'un de l'autre, les multiplicité et sphéricité sont donc anti-corrélées avec un coefficient de corrélation proche de -1 ($\rho_{M\beta} = -0,91$). Par contre, l'axe représentatif de l'angle de flot est à 90° des deux autres, θ_{flot} n'est donc pas linéairement corrélé à β et à M . Les événements à l'extrémité droite du croissant correspondent à de grandes multiplicités, à de petites sphéricités et à de petits angles de flow. Il s'agit donc d'événements à faible paramètre d'impact. A l'opposé, les événements de l'extrémité gauche du croissant ont les caractéristiques d'événements à grand paramètre d'impact. L'abscisse curviligne de la ligne de crête du nuage représente donc le paramètre d'impact.

2.3.2 Seconde application physique : analyse de la structure du nuage des événements

Dans cet exemple, l'ACP va être utilisée pour affiner une sélection des événements les plus centraux obtenus dans une expérience $^{32}\text{S} + ^{27}\text{Al}$ à 37,5 MeV par nucléon réalisée avec le multidétecteur AMPHORA. Des simulations avaient montré que la condition de sélection des événements complets (la somme des charges détectées est égale à la charge totale du système : $16 + 13 = 29$) revenait à sélectionner

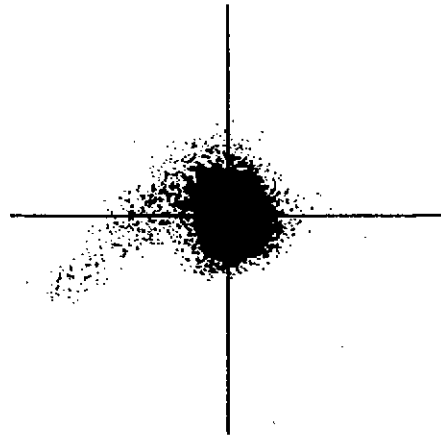


Figure 13: *Projection sur le plan ACP des événements centraux présélectionnés pour le système $S + Al$ à 37,5 MeV par nucléon (AMPHORA). A gauche la queue de contamination par des événements binaires*

principalement les événements centraux : en cas de collision binaire, les fragments provenant de la désexcitation de la quasi-cible, trop lents, ont une faible probabilité de détection. Un sous-échantillon d'événements "centraux" est donc ainsi créé. Pour tester l'homogénéité de ces événements, on applique une ACP sur le sous-échantillon.

Si tous les événements résultaient de conditions initiales similaires, le nuage associé ne devrait pas présenter de structure. En fait, un faible pourcentage d'événements binaires venait contaminer le sous-échantillon. Cette contamination est visible sur la figure 13. Le nuage est bien isotrope suivant l'ensemble des axes principaux sauf le premier, Δ_1 , le long duquel se détache une queue d'événements binaires. L'ACP a donc permis de poser un masque de réjection des événements contaminants de manière beaucoup moins arbitraire que si ce masque avait été placé sur un spectre biparamétrique traditionnel (Fig. 14).

2.3.3 Troisième application physique : corrélation entre variables

L'analyse suivante ne porte que sur les variables. Le but est de déterminer les variables expérimentales les mieux corrélées au paramètre d'impact b dans le cas de collisions binaires (périphériques et semi-périphériques) pour le système $^{40}\text{Ca} + ^{63}\text{Cu}$ à 35 MeV par nucléon. Les variables étudiées correspondent toutes au quasi-projectile. Trois ensembles d'événements sont créés. Le premier contient les événements bruts \boxed{B} générés par le code de cascade intra-nucléaire Cascadita [14] pour des paramètres d'impact conduisant à des réactions binaires. Le second \boxed{BF} est obtenu en filtrant le premier échantillon par la fonction de réponse du multidétecteur AMPHORA. Le dernier \boxed{BFS} ne contient que les événements complets de \boxed{BF} (la somme des charges des fragments du quasi-projectile est égale à la charge du calcium $Z_{Ca} = 20$). Les ACP des trois échantillons sont présentées Fig. 15.

Les pourcentages d'inertie expliquée sont, dans les trois cas, largement supérieurs à 70%. Chaque lettre représente la projection, sur le plan ACP, du vecteur unitaire (car les variables sont réduites) associé à chaque variable. Les projections

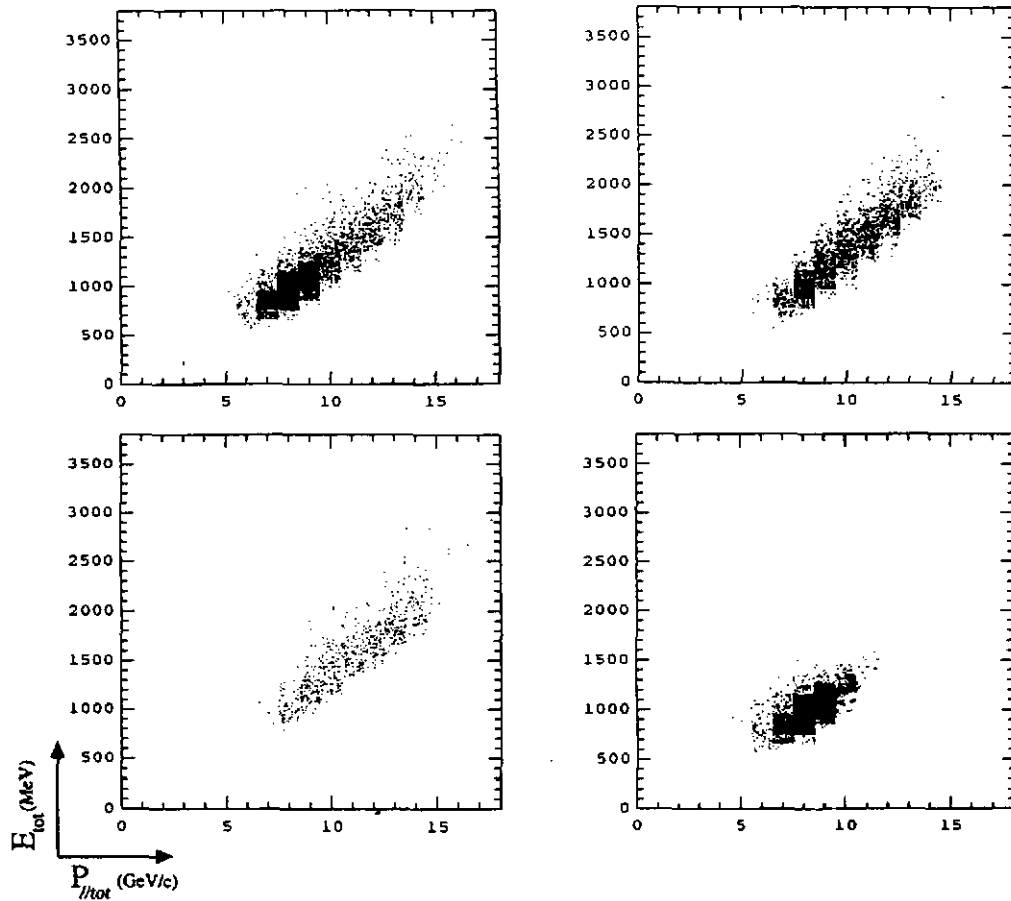


Figure 14: Distributions biparamétrique de l'énergie totale en fonction de l'impulsion parallèle totale. Chaque point représente un événement. a) échantillon brut, b) échantillon des événements doubles, c) échantillon des événements rejetés de l'échantillon brut, d) échantillon final.

de certaines variables sur le plan principal sont très éloignées du cercle de corrélation (cf. θ , angle de diffusion du quasi-projectile). La seule indication sur ces variables est qu'elles ne sont pas corrélées à celles proches du cercle de corrélation. Les décorrélations de variables sont dues non seulement à l'effet filtre mais également aux conditions de sélection des événements. On observe que certaines corrélations évoluent fortement en fonction de l'échantillon. Ainsi la charge du fragment le plus lourd du quasi-projectile (Z_{max}) est-elle très corrélée au paramètre d'impact dans le premier échantillon, mais ne l'est plus dans le second. En effet, le plus gros fragment étant souvent perdu dans le trou du faisceau, seul le deuxième ou le troisième plus gros est détecté. Dans ces conditions, la corrélation avec le paramètre d'impact est perdue. Dans le troisième échantillon, Z_{max} est à nouveau corrélé à b grâce à la condition de détection complète du quasi-projectile. Les meilleures corrélations sont obtenues avec la vitesse de recul du quasi-projectile V_{QP} , son énergie d'excitation E^* et sa multiplicité M (dans les deux derniers échantillons, ces variables correspondent à des valeurs mesurées ou reconstituées à partir des mesures).

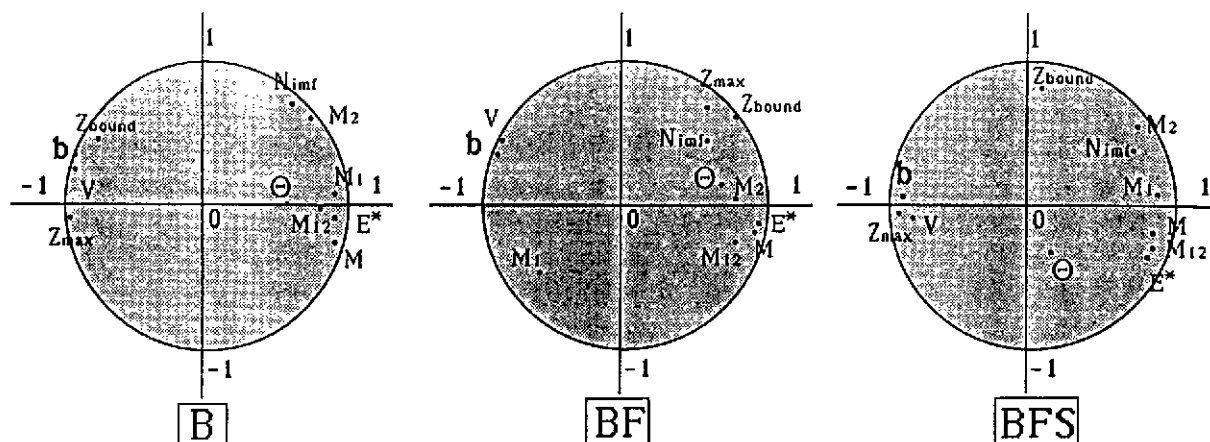


Figure 15: Projection sur le plan ACP des variables décrivant le noyau quasi-projectile. Système Ca + Cu à 35 MeV par nucléon simulé par le code Cascadita. **B** : événements bruts, **BF** : événements filtrés par la fonction de réponse d'AMPHORA, **BFS** : événements filtrés et sélectionnés ($\sum Z_{\text{détecté}} = Z_{QP}$).

2.4 Variable chimère

Dans l'exemple précédent, on cherchait la variable la mieux corrélée au paramètre d'impact. Il est possible d'améliorer la technique en cherchant la combinaison linéaire des variables de base ayant la corrélation optimum. Ce cas a déjà été traité au chapitre 1.4.4 de ce cours. La position de la variable chimère sur le plan ACP est donnée figure 16.

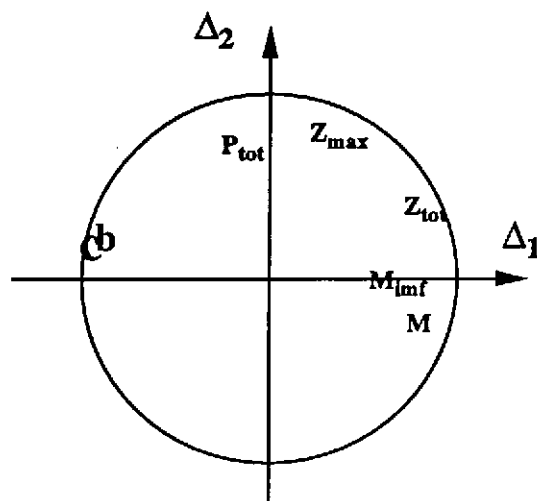


Figure 16: Projection sur le plan ACP des variables observables, du paramètre d'impact b et de sa variable chimère c . Système Ca + Cu à 35 MeV par nucléon simulé par le code Cascadita, filtré par la fonction de réponse d'INDRA.

2.5 Conclusion

Les trois exemples décrits ci-dessus ne présentent que quelques types d'applications possibles de l'ACP. L'ACP est un instrument bien adapté à la première étape de l'analyse d'une expérience, lorsque le physicien souhaite avoir une vision globale des observables. Elle permet, par exemple, l'exploration du nuage multidimensionnel des événements pour en extraire différentes familles. L'ACP permet également la manipulation de variables conservant au mieux l'information de départ. Nous verrons, dans la dernière partie de ce cours, comment cette propriété la rend très utile pour la comparaison de résultats expérimentaux avec des résultats obtenus par simulation.

3 L'Analyse Factorielle des Correspondances

3.1 Les variables qualitatives en physique nucléaire

En physique nucléaire, l'habitude est de manipuler des variables continues métriques, les physiciens disposent donc de nombreux outils mathématiques ad hoc. Dans d'autres disciplines les variables utilisées sont généralement *qualitatives* (ou *nominales*) c'est-à-dire qu'il n'est pas possible d'établir d'ordre entre les différentes valeurs (*modalités*) de leur domaine de définition (en sociologie, la nationalité; en médecine, la pathologie ...) [8]. Il est parfois possible d'établir une hiérarchie entre les modalités (les options : "très défavorable", "défavorable", "favorable", "très favorable" d'un sondage) sans qu'il soit possible de définir de métrique. On parle alors de variables *scalées* [15]. En physique nucléaire les variables nominales existent également mais elles ne sont généralement pas exploitées. Dans l'exemple présenté plus bas, les variables qualitatives utilisées seront : la partition en charge (une partition correspond à une configuration de brisure d'un noyau; ainsi, pour un noyau de charge 20, il existe 627 partitions : $\{n_{Z=20} = 1\}$, $\{n_{Z=19} = 1; n_{Z=1} = 1\}$, $\{n_{Z=18} = 1; n_{Z=1} = 2\}$, $\{n_{Z=18} = 1; n_{Z=2} = 1\}$, ... $\{n_{Z=1} = 20\}$) et le type de mécanisme (percolation, multifragmentation, binaire séquentiel) générant ces partitions. L'Analyse Factorielle des Correspondances (AFC) [11] permet d'appréhender ce type de variables. L'information en entrée est contenue dans un *tableau de contingence* (tableau des tris croisés multiples) qui croise deux catégories de caractères (le plus souvent qualitatifs). Chaque case du tableau contient le nombre d'individus (en physique nucléaire le nombre d'événements ou de fragments) correspondant aux modalités des caractères ligne et colonne. Par exemple, un sondage peut porter sur le type de musique préféré (caractère ligne, de modalités : "jazz", "classique", "rock", "variétés") et la profession du sondé (caractère colonne de modalités les numéros INSEE des professions). Le tableau de contingence ainsi obtenu est souvent de lecture difficile et les conclusions qu'on parvient à en tirer restent limitées. Le but de l'AFC est de condenser sur un (parfois plusieurs) diagramme à deux dimensions la plus grande partie possible de l'information contenue dans le tableau, en s'attachant, non pas aux valeurs absolues, mais aux correspondances entre les deux caractères. Ainsi, dans l'exemple précédent, le but n'est-il pas de savoir quel est le type de musique préféré par une majorité de sondés mais quelles sont les éventuelles corrélations entre musique et profession.

3.2 Mise en œuvre

On note N (n_l lignes et n_c colonnes) le tableau de contingences étudié et n_{ij} le contenu de la case située sur la $i^{\text{ème}}$ ligne, $j^{\text{ème}}$ colonne. Les sommes des contenus des lignes (notées m_i) sont appelées le *main*s de la matrice, les sommes des colonnes (notées p_j), les *pi*eds. La population totale du tableau sera notée n . L'AFC consiste à chercher les corrélations entre les deux caractères, c'est-à-dire les écarts aux résultats qui auraient été obtenus dans le cas de caractères indépendants. Si les caractères

sont indépendants alors, aux fluctuations statistiques près, on a :

$$(\forall i \in [1, n_l]), (\forall j \in [1, n_c]), (n_{ij} = \frac{m_i p_j}{n}) \quad (31)$$

L'écart global entre le tableau mesuré et le tableau théorique, correspondant à l'indépendance, peut être quantifié par le χ^2 :

$$\chi^2 = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{n_l} \sum_{j=1}^{n_c} \frac{(n_{ij} - \frac{m_i p_j}{n})^2}{\frac{m_i p_j}{n}} \quad (32)$$

Plus le χ^2 est grand, plus forte est la corrélation entre les deux caractères (c'est pourquoi il est aussi appelé le *lien*). Il mesure l'information du tableau, c'est-à-dire, de manière intuitive, la connaissance sur l'un des caractères que l'on peut déduire de la connaissance de l'autre. Si les caractères sont indépendants, l'information est nulle. L'analyse de la matrice \mathbf{N} est parallèle à celle de l'ACP. On cherche le système d'axes de projection, dans l'espace des caractères colonnes, tel que le maximum d'information, ici mesurée par le χ^2 , soit conservé par le minimum d'axes. Pour cela, on introduit la matrice \mathbf{X} des x_{ij} définis par :

$$x_{ij} = \frac{(n_{ij} - \frac{m_i p_j}{n})}{\sqrt{\frac{m_i p_j}{n}}} \quad (33)$$

et sa matrice de variance-covariance associée :

$$\mathbf{V} = \frac{1}{n} {}^t \mathbf{X} \mathbf{X} \quad (34)$$

En ACP, la trace de la matrice de variance-covariance était égale à l'inertie, en AFC, la trace est égale au χ^2 (32) :

$$tr(\mathbf{V}) = \sum_{j=1}^{n_c} \frac{1}{n} \sum_{i=1}^{n_l} \left(\frac{n_{ij} - \frac{m_i p_j}{n}}{\sqrt{\frac{m_i p_j}{n}}} \right)^2 = \chi^2 \quad (35)$$

Par la suite, l'information contenue dans la matrice \mathbf{X} (égale à l'information contenue dans la matrice \mathbf{N}) sera projetée sur un espace à deux dimensions. La perte d'information résultante pourra être quantifiée par le χ^2 de la projection. Le but de l'ACP était de trouver les axes principaux de projection maximisant l'inertie (ou la variance) projetée. Pour cela, on calculait les vecteurs propres de sa matrice de variance-covariance. Dans l'AFC, on procède de même, le but étant de maximiser l'information mesurée par le χ^2 . De même que les valeurs propres étaient égales aux inerties projetées dans le cas de l'ACP, les valeurs propres en AFC seront les χ^2 projetés et la somme des χ^2 associés à chaque axe principal est égale au χ^2 total. On peut donc associer à chaque axe principal son pourcentage d'information.

L'équation (33) est symétrique en i et j . L'analyse duale, c'est-à-dire l'étude du nuage des caractères colonnes dans l'espace des caractères lignes, consistera donc à

chercher les vecteurs propres de V^* , la matrice de variance-covariance de X^* définie par $X^* = 'X$. En réalité on montre que l'une des analyses peut se déduire de l'autre, et donc on ne fait l'extraction des vecteurs propres que de la plus petite des deux matrices V et V^* . On montre également que les pondérations apportées aux n_{ij} permettent de superposer les résultats obtenus par les deux analyses, c'est-à-dire que sur le même graphe pourront être représentés les caractères lignes et les caractères colonnes [16]. La proximité de deux points sur le plan AFC est l'image de leur corrélation. Si les deux points correspondent à des modalités du même caractère, cela signifie que leurs décompositions suivant l'autre caractère sont proches d'être proportionnelles. S'ils appartiennent à des caractères différents, c'est l'indice d'une prédominance réciproque de l'une des modalités dans l'autre, prédominance d'autant plus nette que les points sont éloignés de l'origine.

3.3 Mesure de la corrélation entre caractères

Nous avons vu que le χ^2 mesurait l'information, c'est-à-dire la corrélation entre les deux caractères. La question est de savoir à partir de quelle valeur du χ^2 la corrélation peut être jugée significative. Le degré de signification se mesure par la probabilité d'obtenir une valeur donnée du χ^2 si les caractères étaient non-corrélés (même pour des caractères indépendants, $\chi^2 \neq 0$ à cause du nombre fini d'individus). On remarque d'abord que χ^2 est compris entre 0 et $\min[n_l, n_c] - 1$. Le minimum est atteint lorsque : $(\forall i, \forall j), (n_{ij} = \frac{m_i p_j}{n})$. La valeur maximum est atteinte, par exemple, dans le cas où (si $n_c < n_l$) : $(\forall i \leq n_c), (n_{ii} = p_i = m_i)$ et $(\forall j), (\forall i \neq j), (n_{ij} = 0)$. Le nombre de degrés de liberté d du χ^2 est donné par :

$$d = (n_l - 1)(n_c - 1) \quad (36)$$

En effet, le nombre de degrés de liberté est le nombre de cases du tableau N ($n_l \cdot n_c$) moins les paramètres fixés dans la théorie (le tableau des $\frac{m_i p_j}{n}$) dans sa comparaison avec l'expérience. En l'occurrence les n_l mains, les n_c pieds et la population totale sont fixés. Connaissant les valeurs de χ^2 et de d , on peut alors consulter une table de Pearson pour connaître la probabilité d'obtenir, à partir de caractères non-corrélés, une valeur du χ^2 égale ou supérieure. Plus cette probabilité est faible, plus la corrélation sera forte. En l'absence de table de Pearson, on peut former la quantité β donnée par :

$$\beta = \frac{\chi^2 - (n_l - 1)(n_c - 1)}{\sqrt{(n_l - 1)(n_c - 1)}} \quad (37)$$

Si $\beta > 3$, la probabilité que les deux caractères soient indépendants est inférieure à 0,05 [15].

3.4 Application physique

Le but de cette analyse est de trouver le modèle de simulation reproduisant le mieux les partitions en charge observées expérimentalement. La réaction étudiée est

Ca + Cu à 35 MeV par nucléon. L'expérience a été réalisée auprès du SARA et les fragments issus des réactions étaient détectés par le multidétecteur AMPHORA [18]. Les événements étudiés correspondaient aux collisions périphériques et semi-centrales. Seuls les événements complets [26] (ceux pour lesquels l'ensemble de la charge du quasi-projectile a été détecté) sont retenus pour l'analyse. On obtient ainsi un échantillon d'environ 100 000 événements de charge totale 20. On souhaite comparer cet échantillon avec les échantillons générés par trois modèles : binaire séquentiel (Gemini [20]), multifragmentation micro-canonique statistique (modèle de Berlin [19]) et percolation. Les distributions de variables sources (énergie d'excitation pour les deux premiers modèles et probabilité de rupture de liens pour la percolation) ont été calculées de manière à reproduire la distribution de multiplicité expérimentale (la technique utilisée sera présentée dans la dernière partie de ce cours). Les valeurs des moments angulaires, utilisées pour le code Gemini, ont été extraites de l'expérience [28].

On obtient, à partir des trois échantillons simulés, un tableau N à 3 colonnes (une par modèle) et 627 lignes (une par partition, voir paragraphe 3.1). Les cases du tableau contiennent le nombre d'occurrences de la partition pour le modèle correspondant. Le résultat de l'AFC du tableau N est présenté figure 17.

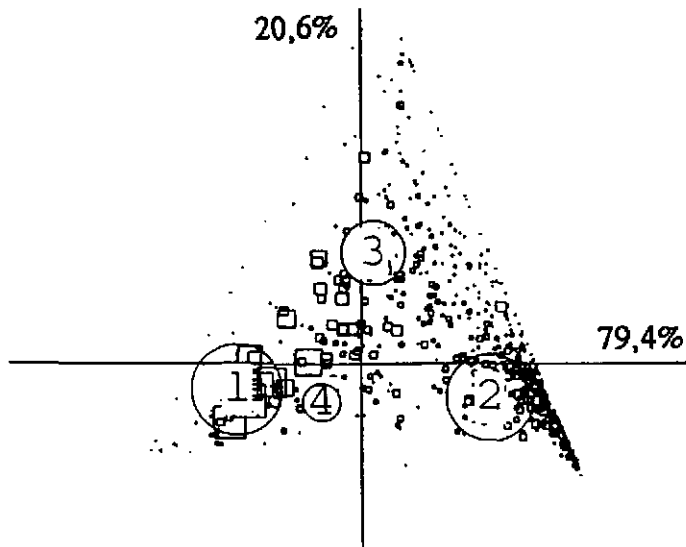


Figure 17: AFC. Comparaison des partitions (carrés) générées par trois modèles (cercles) : (1) Gemini, (2) multifragmentation et (3) percolation. Les surfaces des symboles sont proportionnelles au nombre d'événements. L'échantillon expérimental (4) est traité comme un individu passif.

Les trois modèles sont associés à trois points dans l'espace des partitions. Par trois points passe un plan unique qui sera donc le plan de projection et qui contient toute l'information du tableau N. C'est pour cela que la somme des pourcentages d'information portés par les deux premiers axes principaux est égale à 100%.

Le paramètre $\beta = 321$ indique une forte corrélation entre partition et mécanisme de réaction. Les partitions discriminent donc bien les modèles. Les trois cercles (correspondant aux trois modèles) définissent trois directions à partir du centre du diagramme. Les partitions placées au centre sont celles qui sont générées avec la même fréquence par les trois modèles. Plus un carré est éloigné du centre, dans la direction définie par un des cercles, plus la partition est fréquemment générée par le modèle correspondant. Ainsi les partitions très éloignées du centre (ici, celles situées aux pointes du triangle) sont les plus spécifiques à l'un des modèles. On montre donc que les partitions spécifiques au modèle binaire séquentiel sont principalement constituées d'un gros fragments et de nombreux légers alors que les partitions spécifiques à la multifragmentation contiennent beaucoup plus de fragments de masse intermédiaire (fragments de charge comprise entre 3 et 11). On remarque que le modèle de multifragmentation génère de nombreuses partitions différentes (petits carrés proches du cercle (2)) alors qu'au modèle de binaire séquentiel (1) ne correspondent que quelques voies de désexcitation très peuplées. Les axes principaux de l'AFC ayant été déterminés pour les échantillons simulés, il est alors possible de calculer la position de l'échantillon expérimental sur le plan de projection. Pour cela on forme le vecteur colonne donnant le nombre d'occurrences des 627 partitions dans l'échantillon expérimental. Ce vecteur représente la position de l'expérience dans l'espace des partitions. On projette alors le point sur le plan principal (cf. cercle (4) de la figure 17). On a ainsi une comparaison très globale des partitions expérimentales avec celles générées par les modèles. Dans cet exemple, le meilleur accord est clairement obtenu avec Gemini même s'il ne semble pas pouvoir reproduire toutes les probabilités des partitions expérimentales. Il pourrait être intéressant de poursuivre l'analyse en sélectionnant les événements dans des tranches d'énergie d'excitation pour observer un éventuel changement de comportement.

3.5 Conclusion

Bien d'autres variables qualitatives existent en physique nucléaire : la source des fragments détectés (pré-équilibre, quasi-projectile, quasi-cible, noyau de fusion, fuites), le numéro du détecteur touché par un fragment, l'expérience à laquelle est comparée une théorie ... Il peut parfois être intéressant de croiser une variable métrique ou scalée (la multiplicité, par exemple) avec une variable nominale. Il est alors possible de définir un cheminement sur le plan AFC, à travers l'autre variable, en reliant les points scalés par ordre croissant. On peut ainsi étudier l'évolution d'un phénomène.

4 L'Analyse Factorielle Discriminante

4.1 Objectifs de l'AFD

Le but de l'AFD est de discriminer différents types d'individus, c'est-à-dire de les affecter à un groupe ou à une famille. A la différence de l'ACP et de l'AFC, qui appartiennent au domaine de l'analyse *descriptive*, l'AFD répond à des motivations décisionnelles. Cette analyse se singularise également en ce qu'elle comporte deux étapes (*apprentissage et exploitation*).

Dans un premier temps, des événements identifiés (c'est-à-dire des événements dont on sait à quelle famille ils appartiennent) sont plongés dans l'espace de Hilbert de leurs variables. A chaque famille correspond donc un nuage. Le but de l'AFD est de trouver le sous-espace de projection sur lequel ces familles sont, au mieux, séparées les unes des autres. Lorsqu'il n'y a que deux familles, on cherche le meilleur axe séparateur, pour trois familles, le meilleur plan de séparation, et, plus généralement, pour N_f familles, le meilleur sous-espace séparateur de dimension $N_f - 1$ [7]. La technique permettant d'obtenir ces sous-espaces de séparation sera décrite au chapitre suivant.

Dans un second temps, on peut réaffecter des individus non-identifiés à une famille en calculant la projection de leur position, dans le même espace de Hilbert, sur le sous-espace de discrimination.

Il est toujours intéressant d'augmenter la dimension de l'espace de Hilbert pour obtenir une meilleure discrimination. Le physicien est habitué à utiliser des spectres biparamétriques pour discriminer des événements (cf. spectres expérimentaux d'identification des particules). Il est évident qu'un spectre à deux dimensions permet une meilleure séparation que ses deux projections à une dimension. Plus généralement, l'augmentation du nombre de variables corrélées ne peut qu'améliorer la discrimination. En contrepartie, la discrimination ne peut plus se faire à la main. Il est nécessaire d'utiliser des techniques d'identifications automatiques. Les réseaux neuronaux et l'AFD sont les deux techniques les plus répandues.

4.2 Détermination des axes discriminants

On se place dans le cas où deux familles (de populations n_1 et n_2) sont à discriminer. Soit Δ un axe de projection passant par l'origine. Le centre de gravité g du nuage (et du nuage projeté sur Δ) est placé à l'origine du référentiel (car les variables sont centrées). Les centres de gravité des deux familles projetées sont notés g_1 et g_2 . On peut montrer que l'inertie totale du nuage projeté par rapport à son centre de gravité $I_{g\Delta}$ est égale à la somme de l'inertie *interclasse* (Fig. 18) $I_{\Delta}^{inter} = n_1 m g_1^2 + n_2 m g_2^2$ et de l'inertie *intraclasse* $I_{\Delta}^{intra} = \sum_{i=1}^{n_1} m (x_{1i} - g_1)^2 + \sum_{i=1}^{n_2} m (x_{2i} - g_2)^2$, où les x_{ki}

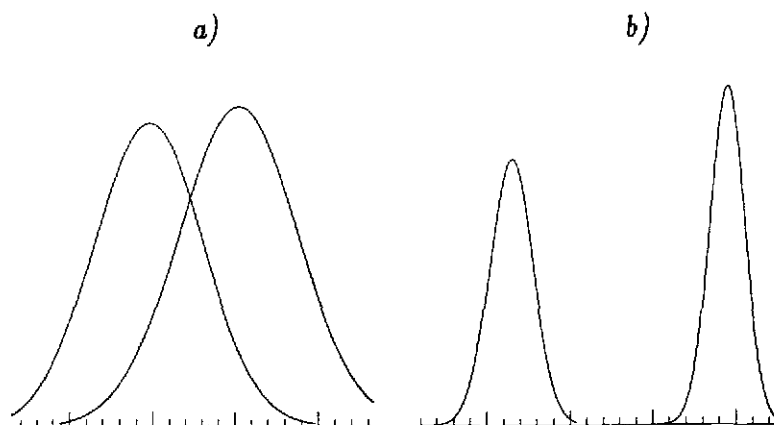


Figure 18: a) faible variance interclasse, forte variance intraclasse, b) forte variance interclasse, faible variance intraclasse.

sont les abscisses des événements de la famille k projetés sur l'axe Δ .

$$\begin{aligned}
 I_{\Delta}^{intra} &= \sum_{i=1}^{n_1} m(x_{1i}^2 + g_1^2 - 2x_{1i}g_1) + \sum_{i=1}^{n_2} m(x_{2i}^2 + g_2^2 - 2x_{2i}g_2) \\
 &= (\sum_{i=1}^{n_1} mx_{1i}^2 + \sum_{i=1}^{n_2} mx_{2i}^2) - (\sum_{i=1}^{n_1} mg_1^2 + \sum_{i=1}^{n_2} mg_2^2) \\
 &= I_{g\Delta} - I_{\Delta}^{inter}
 \end{aligned}$$

En fixant la masse des points à $m = \frac{1}{n}$ (avec $n = n_1 + n_2$), on a identité entre les définitions de l'inertie et de la variance. Par la suite, nous parlerons donc en terme de variance. Le but de l'AFD est de maximiser la distance entre les familles (maximiser la variance interclasse) tout en groupant au maximum les événements à l'intérieur de chaque famille (minimiser la variance intraclasse), voir Fig. 18b. Ces deux conditions sont regroupées en une seule : on cherche l'axe Δ maximisant la quantité V^{inter}/V . Dans le cas multidimensionnel, on introduit les matrices de variance V et de variance interclasse V^{inter} donnée par :

$$V^{inter} = \sum_{k=1}^{N_f} \mathbf{g}_k {}^t \mathbf{g}_k \quad \text{avec} \quad (38)$$

$$\mathbf{g}_k = \frac{1}{n_k} \sum_{i=1}^{n_k} \mathbf{x}_{ki} \quad (39)$$

où \mathbf{x}_{ki} est la matrice colonne des coordonnées du $i^{\text{ème}}$ individu appartenant à la $k^{\text{ième}}$ famille, dans l'espace de Hilbert. De même que dans l'ACP et l'AFC, on détermine les vecteurs propres de la matrice V^{inter}/V et les valeurs propres correspondantes sont égales au rapport de la variance interclasse sur la variance totale projetée sur l'axe. Le premier axe principal maximise ce rapport.

4.3 Application physique : rejet des événements doubles

Le but de cette analyse est de rejeter les événements doubles (événements regroupant deux réactions entre deux noyaux cibles et deux noyaux projectiles appartenant au même burst du faisceau) d'un échantillon expérimental. Le système étudié est $S + Al$ à 37,5 MeV par nucléon [29]. L'échantillon d'événements sélectionnés correspond à des collisions centrales pour lesquelles tous les fragments chargés ont été

détectés (voir chapitre 2.3.2). Pour identifier les événements doubles, il convient d'abord de déterminer, dans l'espace multidimensionnel des observables, l'axe de meilleure séparation des événements simples et doubles. Pour cela il serait possible d'utiliser un code de simulation et de générer des événements simples et, par superposition de deux événements simples, des doubles, puis de les filtrer par un code reproduisant la fonction de réponse du multidétecteur. Pour s'affranchir de la dépendance à un modèle, une autre technique a été ici utilisée. Au cours de l'expérience les fragments appartenant à quatre bursts successifs étaient pris en compte par l'acquisition. Les rares événements pour lesquels deux réactions avaient lieu pour des noyaux projectiles appartenant à deux bursts différents étaient facilement identifiables : les fragments appartenant au burst le plus tardif apparaissaient avec des temps de vol anormalement longs. Par cette méthode, les événements doubles pour lesquels la deuxième réaction appartenait aux trois derniers bursts étaient identifiés. Ces événements forment donc un échantillon pur d'événements doubles. Il reste donc un quart (deux réactions dans le premier burst) des événements doubles mélangés aux événements simples. Ces événements doubles sont très minoritaires dans l'échantillon, on va donc procéder comme si l'échantillon restant ne contenait que des événements simples.

On choisit, pour l'analyse discriminante, des variables dont on sait a priori qu'elles prennent des valeurs différentes pour les événements simples et doubles ($V_{||max}$: plus grande vitesse parallèle à la direction du faisceau, ΔV_{max} : plus grande différence de vitesse entre deux fragments, ΔP_{max} : plus grande différence d'impulsion, E_{tot} : énergie cinétique totale, $P_{\perp tot}$: impulsion totale perpendiculaire au faisceau, $P_{|| tot}$: impulsion totale parallèle). Le résultat de l'AFD (projection des deux échantillons sur l'axe discriminant) est présenté Fig. 19.

La courbe grasse, correspondant aux événements doubles, présente deux bosses. La bosse de gauche contient les événements ayant des caractéristiques très différentes de celles des événements simples. La bosse de droite rassemble des événements doubles dont les caractéristiques sont si proches de celles des événements simples que, quelque soit la technique employée, ils ne pourront être discriminés (on rappelle que les événements étudiés ont été sélectionnés de sorte que la somme des charges détectées est égale à 29, la charge totale du système S + Al). La bosse de droite regroupe principalement des événements pour lesquels presque tous les fragments détectés appartiennent à la même source, la, ou les quelques, particules supplémentaires provenant d'une source fortuite quelconque (seconde réaction très périphérique, radioactivité, cosmique...). La courbe en trait fin présente une forme de gaussienne régulière à laquelle s'ajoute, à gauche, une queue d'événements doubles. Une coupure le long de l'axe discriminant permet donc de supprimer une bonne part des événements doubles restants.

4.4 Conclusion

L'analyse factorielle discriminante trouve de nombreuses applications en physique nucléaire : affectation des particules détectées à leur source, distinction des évé-

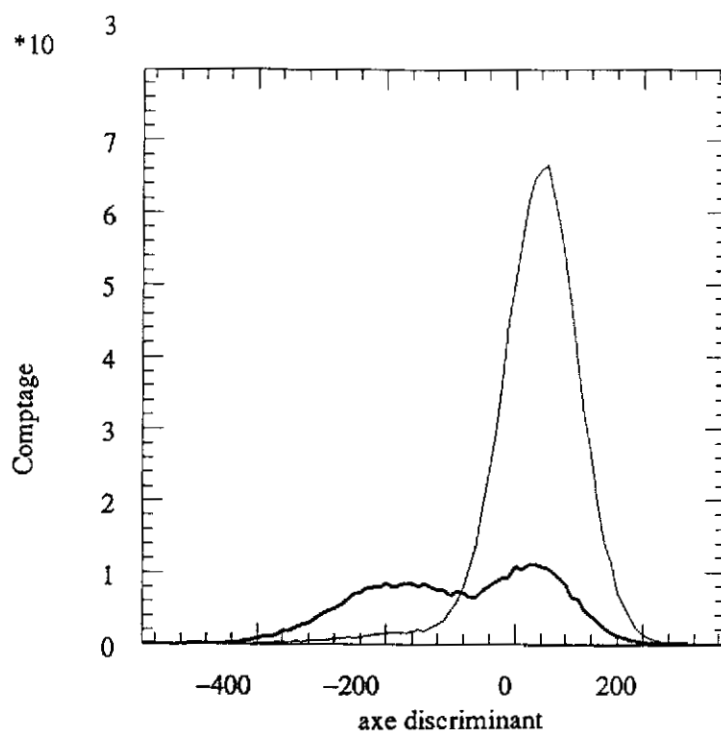


Figure 19: *Projection sur l'axe discriminant des deux échantillons : événements doubles en trait gras, événements majoritairement simples en trait fin.*

nements binaires est des événements de fusion... Un domaine de prédilection de l'AFD est la discrimination de modèles et de mécanismes. Des événements sont générés par divers codes de simulation. Chacun fournit une famille d'événements dont on cherche le sous-espace de séparation. Les événements expérimentaux sont alors projetés sur le même sous-espace et comparés aux résultats des codes. Cette technique a notamment été utilisée en physique des particules pour l'identification du quark Top [17] et des jets.

5 Protocole global de comparaison de données expérimentales et simulées

5.1 Introduction

Les simulations informatiques occupent une place de plus en plus importante entre théorie et expérience [21]. Elles ont permis de passer d'une démarche dans laquelle le physicien tentait de ramener le phénomène étudié à une somme de processus fondamentaux connus (analyse *par réduction*) à l'étude de phénomènes complexes dans lesquels les interactions fondamentales entre constituants sont connues mais pas le comportement global du système (analyse *synthétique*). Une autre raison qui pousse à utiliser des générateurs d'événements est la nécessité de prendre en compte les fonctions de réponse des appareils modernes de détection. Ces fonctions de réponse étant de plus en plus complexes, il est rarement possible de déconvoluer les événements expérimentaux. C'est donc la théorie qui doit être altérée par le filtre expérimental. Dans la plupart des cas, cela ne peut pas être réalisé algébriquement. La solution habituelle consiste donc à construire un générateur d'événements théoriques et à filtrer ces événements par un code reproduisant les caractéristiques de l'appareillage de détection.

Un générateur d'événements peut être caractérisé par trois types de variables. Les entrées qui se divisent en deux catégories : les variables qui décrivent la voie d'entrée des événements (paramètre d'impact, masse du noyau parent, ...) et les constantes physiques du phénomène étudié (coefficient d'incompressibilité, section nucléon-nucléon, paramètre de densité de niveaux, ...). Les sorties sont les variables qui pourront être comparées aux résultats expérimentaux. Dans la suite, les entrées seront qualifiées de variables *sources* et les sorties d'*observables*. Nous allons donc utiliser deux espaces multidimensionnels, celui correspondant à la corrélation de toutes les variables sources et celui correspondant à la corrélation de toutes les variables observables. Ce dernier contient toute l'information apportée par une expérience. De même, toute l'information concernant un générateur d'événements est contenue dans les probabilités conditionnelles qui lient l'espace des sources à l'espace des observables.

Il est en effet évident que les distributions d'observables dépendent fortement des distributions de variables sources. De plus, les corrélations entre deux observables peuvent également dépendre des distributions sources. Un exemple en est donné figure 20. Trois échantillons d'événements ont été générés en utilisant le même modèle (la percolation de liens dans un réseau cubique simple $4 \times 4 \times 4$) avec trois distributions sources (probabilité de rupture de lien). Les trois résultats sont fort différents. Ainsi, si un modèle ne reproduit pas une distribution corrélée expérimentale, cela n'implique pas que le modèle est falsifié par l'expérience. Il se peut simplement que les événements n'ont pas été générés avec les bonnes distributions de variables sources. La comparaison entre des données expérimentales et simulées doit donc nécessairement passer par un choix rigoureux des variables sources. Il existe

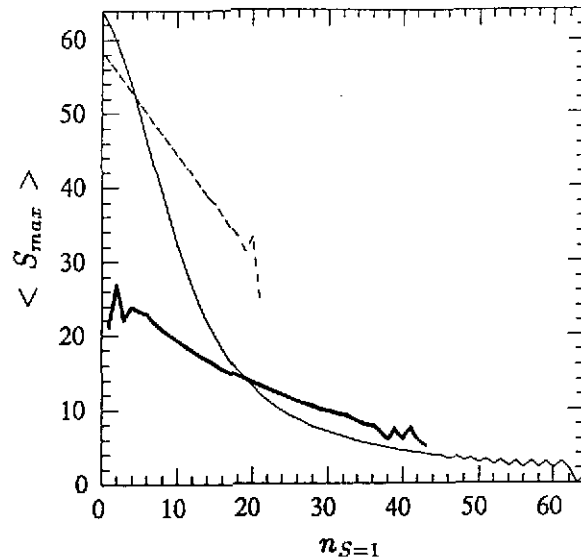


Figure 20: Exemple de dépendance de quantités corrélées avec les distributions de variables sources. Corrélation entre le nombre d'amas contenant un seul site $n_{S=1}$ et le nombre moyen de sites dans le plus gros amas $\langle S_{max} \rangle$. Les échantillons d'événements ont été générés en utilisant la percolation de lien sur un réseau cubique simple $4 \times 4 \times 4$ avec trois distributions de probabilité p de rupture des liens (ligne fine : distribution uniforme entre 0 et 1, ligne tiretée : $p = 0,5$, ligne grasse : $p = 0,75$).

différentes possibilités pour effectuer ce choix. Dans certains cas, des considérations expérimentales permettent de déterminer les voix d'entrée (une distribution triangulaire en paramètre d'impact par exemple). Dans d'autres cas la distribution de variables sources peut être approximée par une fonction multiparamétrique dont les paramètres seront ajustés pour reproduire certaines caractéristiques de l'échantillon expérimental [22].

Le but de ce chapitre est de proposer un protocole global et rigoureux de comparaison de données expérimentales et simulées. Ce protocole sera appliqué à un échantillon expérimental de 30 000 interactions Au + Cu à 600 MeV par nucléon détectées par ALADIN [23]. Ces données seront comparées aux résultats du code de multifragmentation explosive Moscou [24] dérivé du modèle de Copenhague [25]. La première étape du protocole consiste à utiliser une technique d'inversion multidimensionnelle pour déterminer les distributions corrélées de variables sources qui permettront au modèle de reproduire les observables expérimentales. Nous avons introduit cette technique (dans un cas mono dimensionnel) dans la référence [26].

5.2 Détermination des variables sources

5.2.1 Fonctions de densité de probabilité

On note O_1, \dots, O_n (resp. S_1, \dots, S_m) les n (resp. m) variables aléatoires correspondant aux variables observables (resp. sources). Les valeurs prises par ces variables aléatoires seront notées o_i (resp. s_j). La fonction de densité de probabilité corrélée (fdpc) multidimensionnelle des variables aléatoires V_1 et V_2 sera notée $f(v_1 \cap v_2)$ et la fdpc conditionnelle de V_1 étant donné V_2 , $f(v_1|v_2)$. L'expression $v_1 \cap v_2 \dots \cap v_N$ sera symboliquement abrégée en $\cap^N v$. Le domaine de la variable aléatoire V sera noté \mathcal{D}_V . Nous utiliserons les propriétés suivantes des fdpc :

$$f(v_1) = \int_{\mathcal{D}_{v_2}} f(v_2) f(v_1|v_2) dv_2 \quad (40)$$

$$f(v_1|v_2) = \frac{f(v_1 \cap v_2)}{f(v_2)} \quad (41)$$

$$f(v_1|v_2) = f(v_2|v_1) \frac{f(v_1)}{f(v_2)} \quad (\text{formule de Bayes}) \quad (42)$$

En utilisant ce formalisme, les ingrédients de la comparaison des données simulées avec les données expérimentales peuvent être exprimés de manière très compacte. Toute l'information apportée par l'expérience est contenue dans le terme $f_{exp}(\cap^n o)$ et toutes les caractéristiques du modèle de simulation sont contenues dans le terme $f_{mod}(\cap^n o | \cap^m s)$. Le but de la procédure d'inversion est de déterminer la fdpc des variables sources $f_{mod}(\cap^m s)$ qu'il faut imposer au générateur d'événements pour qu'il produise un échantillon tel que ses fdpc de variables observables $f_{mod}(\cap^n o)$ soient égales aux distributions expérimentales $f_{exp}(\cap^n o)$. Le modèle est compatible avec l'expérience lorsque la propriété suivante est vérifiée :

$$(\forall j \in [1, m]), (\forall s_j \in \mathcal{D}_{S_j}), (f_{mod}(\cap^n o | \cap^m s) = f_{exp}(\cap^n o | \cap^m s)) \quad (43)$$

Dans la suite, les probabilités conditionnelles seront donc écrites sans indice.

5.2.2 Résolution du problème inverse

La fdpc de variables sources expérimentales peut être exprimée en fonction de la fdpc des observables :

$$f_{exp}(\cap^m s) = \int_{\mathcal{D}_{O_1}} \dots \int_{\mathcal{D}_{O_n}} f_{exp}(\cap^n o) f(\cap^m s | \cap^n o) do_1 \dots do_n \quad (44)$$

Le dernier terme de cette équation peut être réécrit (42) :

$$f_{exp}(\cap^m s) = \int_{\mathcal{D}_{O_1}} \dots \int_{\mathcal{D}_{O_n}} f_{exp}(\cap^n o) f(\cap^n o | \cap^m s) \frac{f_{mod}(\cap^m s)}{f_{mod}(\cap^n o)} do_1 \dots do_n \quad (45)$$

En utilisant (40) :

$$f_{mod}(\bigcap^n o) = \int_{\mathcal{D}_{s_1}} \cdots \int_{\mathcal{D}_{s_m}} f_{mod}(\bigcap^m s) f(\bigcap^n o | \bigcap^m s) ds_1 \dots ds_m \quad (46)$$

on obtient finalement :

$$f_{exp}(\bigcap^m s) = f_{mod}(\bigcap^m s) \int_{\mathcal{D}_{o_1}} \cdots \int_{\mathcal{D}_{o_n}} \frac{f_{exp}(\bigcap^n o) f(\bigcap^n o | \bigcap^m s)}{\int_{\mathcal{D}_{s_1}} \cdots \int_{\mathcal{D}_{s_m}} f_{mod}(\bigcap^m s') f(\bigcap^n o | \bigcap^m s') ds'_1 \dots ds'_m} do_1 \dots do_n \quad (47)$$

Cette équation, qui est symboliquement de la forme $x = g(x)$, peut être résolue récursivement en définissant la suite $x_k = g(x_{k-1})$. Pour les applications informatiques, les intégrales sont remplacées par des sommes discrètes. La fdpc des variables sources $f_{mod}(\bigcap^m s)$ est finalement donnée par la relation récursive suivante :

$$f_k(\bigcap^m s) = f_{k-1}(\bigcap^m s) \sum_{o_1 \in \mathcal{D}_{o_1}} \cdots \sum_{o_n \in \mathcal{D}_{o_n}} \frac{f_{exp}(\bigcap^n o) f(\bigcap^n o | \bigcap^m s)}{\sum_{s'_1 \in \mathcal{D}_{s_1}} \cdots \sum_{s'_m \in \mathcal{D}_{s_m}} f_{k-1}(\bigcap^m s') f(\bigcap^n o | \bigcap^m s')} \quad (48)$$

On peut noter que les fdpc conditionnelles (des observables étant données les sources) sont indépendantes des fdpc des variables sources $f_k(\bigcap^m s)$. Dans cette expression les fdpc conditionnelles apparaissent donc sans indice k .

Dans l'équation (48), $f_k(\bigcap^m s)$ est exprimée comme $f_{k-1}(\bigcap^m s)$ multipliée par un terme de correction. Dans la plupart des cas, la procédure itérative converge vers la solution, si celle-ci existe. Dans ce cas, l'itération s'arrête quand la fdpc $f_k(\bigcap^n o)$ (donnée par l'équation (46)) est égale, à la précision numérique près, à $f_{exp}(\bigcap^n o)$. Quand il n'y a pas de solution, la procédure converge vers une distribution optimale (au sens de l'équation (46)) ou diverge.

5.3 Application physique

5.3.1 Données expérimentales

Dans l'échantillon de données expérimentales, on dispose de l'identification en charge de tous les fragments détectés. Ces fragments sont tous supposés provenir du noyau quasi-projectile (nucléons spectateurs) reculant à une vitesse proche de celle du faisceau. Cet ensemble de nucléons forme un noyau chaud thermalisé [23]. La masse du noyau parent et son énergie d'excitation dépendent du paramètre d'impact de la collision. Les collisions les plus centrales donnant les quasi-projectiles les plus légers mais les plus excités, masse et énergie d'excitation sont donc anti-corrélées.

5.3.2 Filtre expérimental

L'acceptance d'ALADIN, pour les fragments de charge z provenant du noyau spectateur, peut être approximée par $1 - 2e^{-z}$. Les fragments de charge inférieure ou égale à 8 sont identifiés par le détecteur TOF-wall avec une incertitude proche de

zéro. Pour les charges supérieures, l'identification est effectuée par le détecteur TP-MUSIC avec une demi-largeur à mi-hauteur de 2. Les événements contenant une charge supérieure à 70 ont été rejetés. Les événements simulés ont été filtrés avec les mêmes efficacités et incertitudes. Les hydrogènes et les hélium ont été retirés de l'analyse.

5.3.3 Calcul de $f(\Omega^m s)$ dans le cas du code de Moscou

Les $m = 2$ variables sources du modèle de Moscou sont : la masse (A) et l'énergie d'excitation (E^*) du noyau parent. Pour le calcul de la fdpc conditionnelle $f(\Omega^n o | \Omega^m s)$, les masses sont regroupées en 21 canaux centrés sur $A = 10$ à $A = 210$ et les énergies en 20 canaux de $E^* = 0$ à $E^* = 10$ MeV par nucléon. Un millier d'événements sont générés pour chacune des $20 \times 21 = 420$ valeurs possibles des variables sources. La première inversion a été réalisée en considérant deux observables : Z_{b3} ($Z_{b3} = Z_{tot} - n_{z=1} - 2n_{z=2}$) et M , la multiplicité. La procédure itérative converge vers une solution exacte (Fig. 21 et 22a).

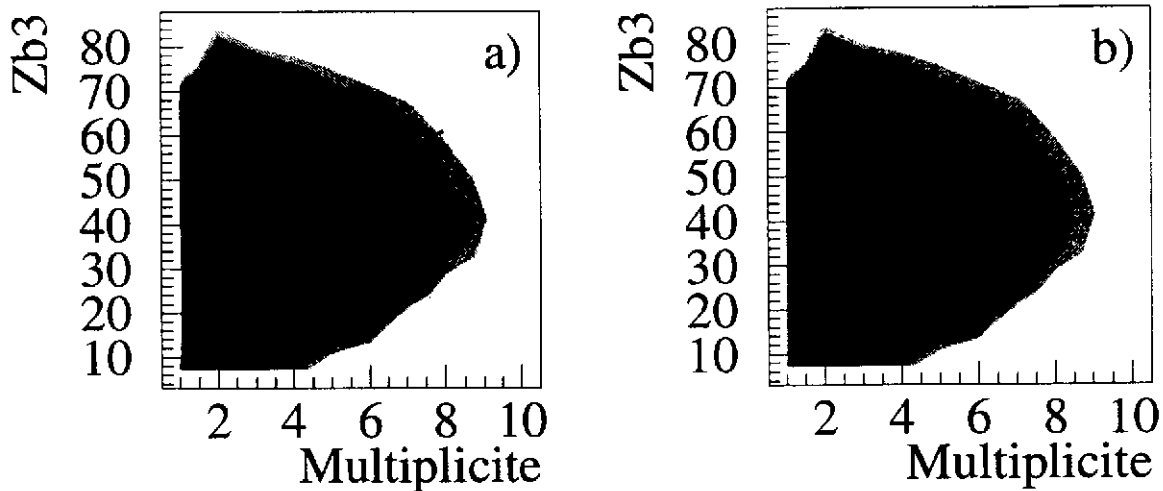


Figure 21: Distributions corrélées des variables observables utilisées dans la procédure d'inversion (échelle logarithmique). a) distribution expérimentale $f_{exp}(Z_{b3} \cap M)$, b) distribution résultant de la procédure d'inversion $f_{mod}(Z_{b3} \cap M)$.

Une solution très similaire est obtenue en ajustant la corrélation entre la charge maximum de l'événement (Z_{max}) et le nombre de fragments de masse intermédiaire (M_{IMF}) (Fig. 22b).

La qualité de l'ajustement peut être quantifiée par le χ^2 suivant :

$$\chi^2 = \frac{N_{exp}}{\prod_{i=1}^n N_{O_i} - 1 - \prod_{j=1}^m N_{S_j}} \sum_{o_1 \dots o_n} \frac{(f(\Omega^n o) - f_{exp}(\Omega^n o))^2}{f_{exp}(\Omega^n o)} \quad (49)$$

où N_V est le nombre de canaux dans lesquels est distribuée la variable V . Quand une solution exacte est trouvée, il est nécessaire de vérifier que les observables, autres

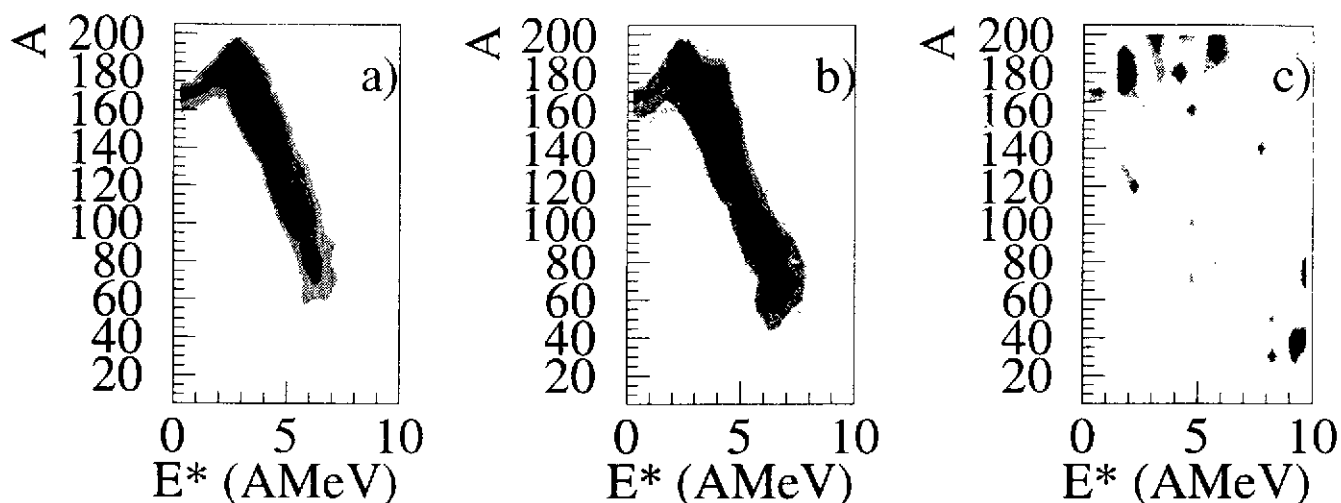


Figure 22: *Distribution corrélées des variables sources ($f(\cap^m s) \equiv f(E^* \cap A)$) permettant au code de Moscou de reproduire les distributions d'observables expérimentales. La masse du noyau parent est notée A , son énergie d'excitation, E^* . a) Cas $f_{\text{mod}}(Z_{b3} \cap M) = f_{\text{exp}}(Z_{b3} \cap M)$, b) cas $f_{\text{mod}}(Z_{\text{max}} \cap M_{\text{IMF}}) = f_{\text{exp}}(Z_{\text{max}} \cap M_{\text{IMF}})$, c) cas $f_{\text{mod}}(Z_{b3}) = f_{\text{exp}}(Z_{b3})$.*

que celles utilisées dans l'ajustement, sont également bien reproduites. C'est ici le cas comme le montre, par exemple, la distribution en charge figure 23.

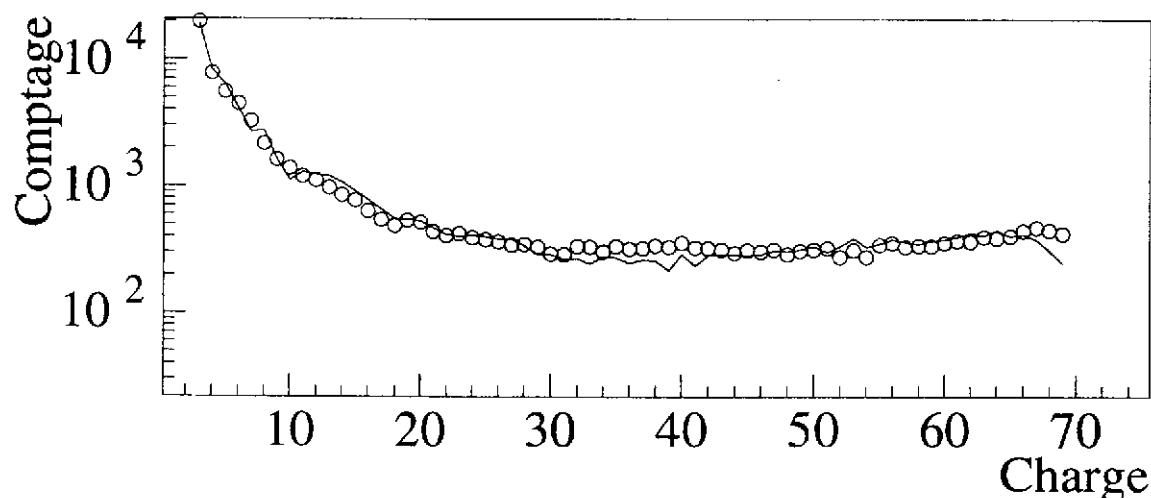


Figure 23: *Distribution en charge expérimentale (cercles) comparée à la distribution obtenue par la procédure d'inversion (ligne) par ajustement de la fdpc $f_{\text{exp}}(Z_{b3} \cap M)$.*

5.4 Choix des observables à ajuster

5.4.1 Nombre de variables

Il est nécessaire que l'information donnée par l'expérience soit suffisante pour que la fdpc des variables sources obtenue ait une signification. Figure 22c est montré

un exemple dans lequel seule la distribution de Z_{b3} a été utilisée. Il est clair que, dans ce cas, la fdpc $f(A \cap E^*)$ résultante n'est qu'une solution parmi de nombreuses possibles. A l'opposé, si trop d'observables sont prises en compte simultanément, cela donne lieu à deux problèmes :

- de fluctuations statistiques car il n'y a plus assez d'événements expérimentaux pour définir la matrice associée à la fdpc $f_{exp}(\cap^n o)$,
- de taille mémoire car la matrice associée à $f(\cap^n o | \cap^m s)$ a pour dimension $N_{O_1} \times \dots \times N_{O_n} \times N_{S_1} \times \dots \times N_{S_m}$ (avec N_V le nombre de canaux dans lesquels est répartie la variable V), dans notre cas ($N_{S_1} \times N_{S_2} = 420$) on ne peut guère envisager plus de trois observables réparties en 10 canaux.

5.4.2 Choix des variables optimales

Il est clair, d'après la discussion précédente, que toute l'information contenue dans l'expérience ne peut être prise en compte simultanément pour l'ajustement des variables sources. La question est donc de faire le meilleur choix pour décrire l'échantillon expérimental avec le plus petit nombre de variables possibles. Nous avons vu que l'ACP permettait de construire des variables dites *principales*, combinaisons linéaires des variables primaires, portant le maximum d'inertie (d'information). Ces variables principales ont deux autres propriétés utiles dans notre cas :

- Elles sont orthogonales entre elles, donc ne sont pas corrélées (si deux variables sont corrélées, la seconde n'apporte pas d'information supplémentaire par rapport à la première),
- Elles sont corrélées au mieux à l'ensemble des observables primaires. Par conséquent, si elles sont bien reproduites par la procédure d'ajustement, alors il y a de bonnes chances qu'il en soit de même pour les observables primaires (P_1 , la première variable principale, est telle que $\sum_{i=1}^n \rho_{P_1 O_i}^2$ est minimum).

Une ACP ne peut, bien sûr, pas être appliquée aux variables sources, cela supposerait que l'on connaisse à l'avance leur fdpc $f(\cap^m s)$.

5.4.3 Application

Le fichier expérimental contient les charges de tous les fragments (la multiplicité maximum vaut 8) pour environ 30 000 événements enregistrés. La première étape consiste à définir un nombre minimum de variables globales conservant toute l'information contenue dans le fichier. Tous les événements n'ayant pas la même multiplicité, il n'est pas possible de définir comme variable globale la charge du $i^{\text{ème}}$ fragment détecté. On utilise donc les huit premiers moments en charges (la relation entre partitions en charges et moments est bijective) :

$$(\forall i \in [0, 7]), (M_i = \sum_{\text{num.frag.}=1}^{\text{multiplicité}} z_{\text{num.frag.}}^i) \quad (50)$$

Une ACP est effectuée sur ces variables primaires. Le résultat de l'ajustement des variables sources par les premières variables principales est présenté figure 24.

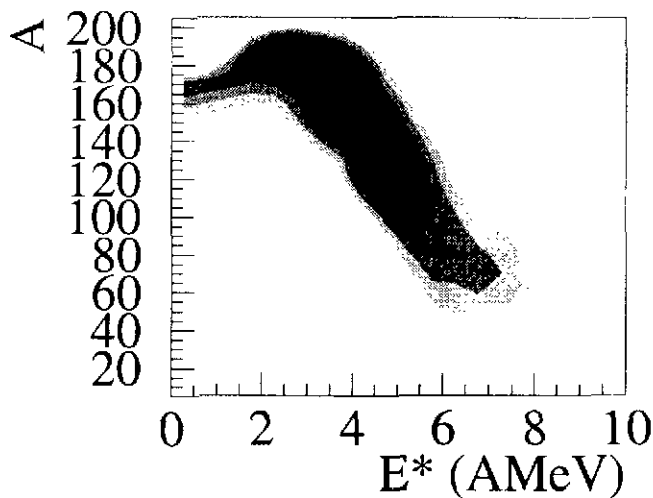


Figure 24: *Distribution corrélée des variables sources ($f(\cap^m s) \equiv f(E^* \cap A)$) permettant au code de Moscou de reproduire les distributions de variables principales.*

5.5 Déconvolution du filtre expérimental

Quand le filtre expérimental doit être pris en compte, il peut être intéressant de connaître les caractéristiques des événements avant le filtre. Le filtre global est défini comme la combinaison des effets *en ligne* de l'appareillage de détection et des effets *hors ligne* de la sélection des événements. Le filtre global a deux conséquences :

- Les caractéristiques de certains événements sont altérées. Dans notre exemple, les charges supérieures à huit sont identifiées avec une incertitude de deux.
- Des événements sont éliminés de l'échantillon. Dans notre exemple, les événements comprenant une charge supérieure à 70 (rejection hors ligne) et les événements tels qu'aucune particule n'a été détectée à cause des inefficacités des détecteurs (rejection en ligne) ont été éliminés.

Dans le cas de réjection d'événements, les règles de somme des fonctions de densité de probabilité doivent prendre en compte les efficacités différentielles $\epsilon(\cap^m s)$. On peut noter que, pour toutes les valeurs des variables sources, $f(\cap^m s)$ inclut les événements retenus ainsi que les événement éliminés. La distribution des seuls événements retenus est $f(\cap^m s) \times \epsilon(\cap^m s)$. Si l'on désire connaître les caractéristiques de l'échantillon expérimental, avant le filtre global, événement par événement, il est nécessaire de générer, sans filtrage, un nouvel échantillon d'événements à partir de la fdpc $f(\cap^m s)$ obtenue par la méthode d'inversion (voir une application dans [28]). Si seules les distributions intégrées sont utiles, elles peuvent être obtenues sans utiliser à nouveau le code de simulation. En effet, lorsque l'échantillon initial a été généré, il était possible de mémoriser les fdpc conditionnelles $f(\cap^n o | \cap^{n'} o')$ (avec O'_i variables avant le filtre). En fait, les variables O'_i jouent le même rôle que les variables sources du code de simulation. Elles peuvent être considérées comme les variables sources du filtre et la même procédure d'ajustement peut leur être appliquée pour calculer

leur fdpc $f(\cap^{n'} o')$ (Fig. 25). Il faut souligner que ces déconvolutions dépendent du modèle utilisé et qu'elles ne peuvent être entreprises qu'à la condition minimum que le code ait été capable de reproduire les résultats expérimentaux.

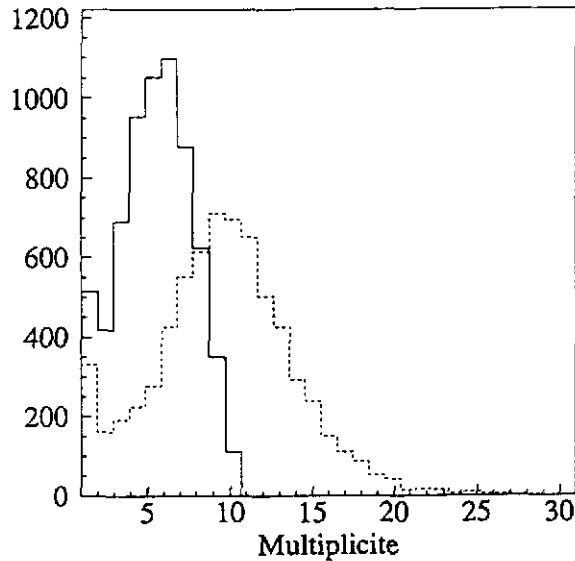


Figure 25: *Distribution de multiplicité après (distribution expérimentale, ligne pleine), et avant (reconstituée par la technique d'inversion, ligne tiretée) le filtre expérimental d'ALADIN.*

5.6 Conclusion

Un protocole complet de comparaison d'un échantillon de données expérimentales avec un code de simulation a été défini. Il consiste en la détermination de la distribution multidimensionnelle des variables sources permettant de reproduire la distribution multidimensionnelle des variables observables. Ce protocole minimise le nombre de choix arbitraires nécessaires à la comparaison : la procédure d'ajustement et le choix des observables prises en compte sont automatiques. Les interventions nécessaires restent :

- le choix des variables primaires utilisées pour l'ACP (autant que possible, elles doivent regrouper toute l'information disponible),
- le nombre de canaux pour le regroupement des différentes variables (pour être cohérents, les canaux de regroupement des variables principales devront nécessairement être de même taille),
- le nombre de variables principales utilisées pour la procédure d'ajustement (la somme des inerties expliquées par ces variables devra être supérieure à 70%).

Les limites sont imposées par la mémoire ordinateur et le temps de calcul disponible.

Les paramètres physiques peuvent également être considérés et manipulés comme des variables sources. Ils ne diffèrent des entrées traditionnelles qu'en ce qu'ils ne peuvent prendre qu'une valeur fixée. Ce protocole peut donc être utilisé pour extraire les valeurs de paramètres physiques inconnus. L'échantillon primaire devra

simplement être généré pour diverses valeurs du paramètre distribuées dans un intervalle raisonnable. Si le modèle est cohérent, la distribution résultante du paramètre devra ne pas dépendre des autres variables sources et être piquée autour d'une valeur unique.

Comme nous l'avons vu dans l'exemple illustratif, à la suite de ce protocole, une grande part de la discussion physique ne porte plus sur les observables mais sur les caractéristiques de la distribution de variables sources nécessaire pour les reproduire. Si la distribution de variables sources n'existe pas cela signifie que le modèle est en contradiction avec l'expérience et, dans certains cas, la meilleure solution trouvée par la procédure d'ajustement peut donner des informations sur les cause de l'échec. Si la solution existe, il reste à vérifier que toutes les variables sont bien reproduites. Le modèle peut alors être considéré en accord avec l'expérience.

References

- [1] G. Saporta, "Probabilité, analyse des données et statistique", Ed. Technip, Paris (1990).
- [2] Leibniz, Théodicée § 44.
- [3] S. Wright, "The Method of Path Coefficients", *Annals of Mathematical Statistics* V, 161(1934).
- [4] G. McPherson, "Statistics in Scientific Investigation", Springer-Verlag, New York (1990).
- [5] K.M. Kang et E. Seneta, "Path Analysis : an exposition", *Developement in Statistics*, (P.R. Krishnaiah, ed.) 3, 217(1980).
- [6] O.D. Duncan, *The American Journal of Sociology* 72, 1(1966).
O.D. Duncan, "Introduction to Structural Equation Models". Academic Press, New York (1975).
- [7] J.P. Bouroche et G. Saporta, "L'analyse des données", Presses Universitaires de France (coll. "Que sais-je ?"), Paris (1983).
- [8] Ph. Cibois, "L'analyse des données en sociologie", Presses Universitaires de France, Paris (1984).
- [9] A.M. Kshirsagar, "Multivariate analysis", Marcel Dekker, Inc., New York (1972).
- [10] J.R. Green et D. Margerison, "Statistical treatment of experimental data", Elsevier, Amsterdam (1978).
- [11] Ph. Cibois, "L'analyse factorielle", Presses Universitaires de France (coll. "Que sais-je ?"), Paris (1983).
- [12] M. Blann, *Phys. Rev.* C31, 1245(1985).
- [13] E. Lloyd, "Handbook of Applicable Mathematics", Volume VI, "Statistics", part B, Wiley and Sons (1984).
- [14] A. Menchaca-Rocha *et al.*, *Rev. Mexicana Fis.* 38, Supl. 2, 114(1992).
- [15] J. de Lagarde, "Initiation à l'analyse des données", Dunod, Bordas Paris (1983).
- [16] J.P. Benzecri et F. Benzecri, "La pratique de l'analyse des données", tome 1, "Analyse des correspondances" Dunod, Bordas Paris (1980).
- [17] M. Mjehed, thèse de 3^{ème} cycle, Université de Clermont 2 (1987).

- [18] D. Drain *et al.*, Nucl. Instrum. Methods A281, 528 (1989).
- [19] D.H.E. Gross, Rep. Prog. Phys. 53, 605(1990).
- [20] R.J. Charity, M.A. McMahan, G.Z. Wozniak, R.J. McDonald, L.G. Morreto, D.G. Sarantites, L.G. Sobotka, G. Guarino, A. Pantaleo, L. Fiore, A. Gobbi et K.D. Hildenbrabd, Nucl. Phys. A483, 371(1988).
- [21] P. Hut et G. Sussman in "Le calcul intensif", Belin-Bibliothèque pour la Science, Paris (1989).
- [22] A.S. Botvina, I.N. Mishustin, M. Begemann-Blaich, J. Hubele, G. Imme, I. Iori, P. Kreutz, G.J. Kunde, W.D. Kunze, V. Lindenstruth, U. Lynen, A. Moroni, W.F.J. Müller, C.A. Ogilve, J. Pochodzalla, G. Raciti, Th. Rubehn, H. Sann, A. Schüttauf, W. Seidel, W. Trautmann et A. Wörner, rapport interne Darmstadt GSI-94-36 (1994).
- [23] J. Hubele, P. Kreutz, J.C. Adloff, M. Begemann-Blaich, P. Bouissou, G. Imme, I. Iori, G.J. Kunde, S. Leray, V. Lindenstruth, Z. Liu, R.J. Meijer, U. Milkau, A. Moroni, W.F.J. Müller, C. Ngô, C.A. Ogilve, J. Pochodzalla, G. Raciti, G. Rudolf, H. Sann, A. Schüttauf, W. Seidel, L. Stuttge, W. Trautmann et A. Tucholski, Z.Phys A340, 263-270 (1991).
- [24] A.S. Botvina et I.N. Mishustin, Phys. Lett. B294 (1992) 23.
A.S. Botvina, A.S. Iljinov et I.N. Mishustin, Nucl. Phys. A507(1990)649.
- [25] H.W. Barz, J.P. Bondorf, R. Donangelo et H. Schulz, Phys.Lett. B169, 318(1986).
H.W. Barz, W. Bauer, J.P. Bondorf, A.S. Botvina, R. Donangelo, H. Schulz et K. Sneppen, Nucl. Phys. A561 (1993) 466.
- [26] P. Désesquelles, A.J. Cole, A. Giorni, D. Heuer, A. Lleres, J.B. Viano, B. Chambon, B. Cheynis, D. Drain et C. Pastor, Phys. Rev. C48 1828 (1993).
- [27] Bao-An Li, A.R. DeAngelis et D.H.E. Gross, Phys. Lett. B303 (1993) 225.
- [28] A. Lleres, A.J. Cole, P. Désesquelles, A. Giorni, D. Heuer, J.B. Viano, B. Chambon, B. Cheynis, D. Drain et C. Pastor, Phys. Rev. C50 (1994).
- [29] D. Heuer *et al.*, Phys. Rev. C (publication acceptée).



Analyse multidimensionnelle : Application à la physique des noyaux en rotation rapide

F. Hannachi

Centre de Spectrométrie Nucléaire et de Spectrométrie de Masse 91405 Orsay

Résumé

Les multidétecteurs $4\pi\gamma$ tels EUROGAM ont révolutionné le domaine de la structure nucléaire grâce à leur grande résolution en énergie et à leur efficacité accrue de détection des événements de haute multiplicité. Des formes nucléaires très exotiques et des phénomènes inattendus ont ainsi été mis en évidence par le biais de l'étude des spectres γ de désexcitation des noyaux formés à haut moment angulaire. L'analyse des données issues de ces nouveaux spectromètres nécessite la mise au point de techniques adaptées, étant donné le grand nombre de paramètres à traiter par événement. Les plus utilisées d'entre elles sont présentées dans ce cours.

Abstract

The new generation of high energy-resolution and efficiency 4π γ -ray spectrometers such as EUROGAM has remodeled nuclear structure studies with the significant improvement of the high-fold data efficiency and the high selectivity achieved. Unexpected exotic phenomena have thus been observed in the study of the γ -ray spectra emitted by nuclei at high angular momentum. The analysis of these new data requires the development of dedicated techniques. The mostly used ones are presented.

I - Introduction : spectres γ émis par les noyaux à haut moment angulaire

Les noyaux à haut moment angulaire sont produits dans des réactions de type fusion-évaporation dans lesquelles un noyau composé est formé à des énergies d'excitation (E^*) et des moments angulaires (I) très élevés, typiquement, $E^* = 54$ MeV et $I_{\max} = 60 \hbar$ pour le noyau ^{164}Er formé dans la réaction $^{124}\text{Sn} + ^{40}\text{Ar}$ à une énergie incidente de 147 MeV (figure 1). Dans la réaction, au bout d'environ 10^{-22} sec, le noyau composé en rotation très rapide ($\omega \approx 0,75 \text{ MeV}/\hbar \approx 2.10^{20}$ tours/sec) est formé si le système a survécu au processus de la fission. La désexcitation de ce noyau est schématisée sur la partie droite de la figure 1. Elle commence avec l'émission de particules légères, des neutrons dans le cas ici considéré, mais des protons ou des particules alpha peuvent aussi être émis. Chaque neutron emporte 8 à 10 MeV d'énergie d'excitation et très peu de moment angulaire ($\sim 1 \hbar$ en moyenne). Sur la partie gauche de la figure 1 sont représentées dans le plan (E^*, I), les zones associées aux différents noyaux résiduels après émission de 1, 2, 3, 4 et 5 neutrons.

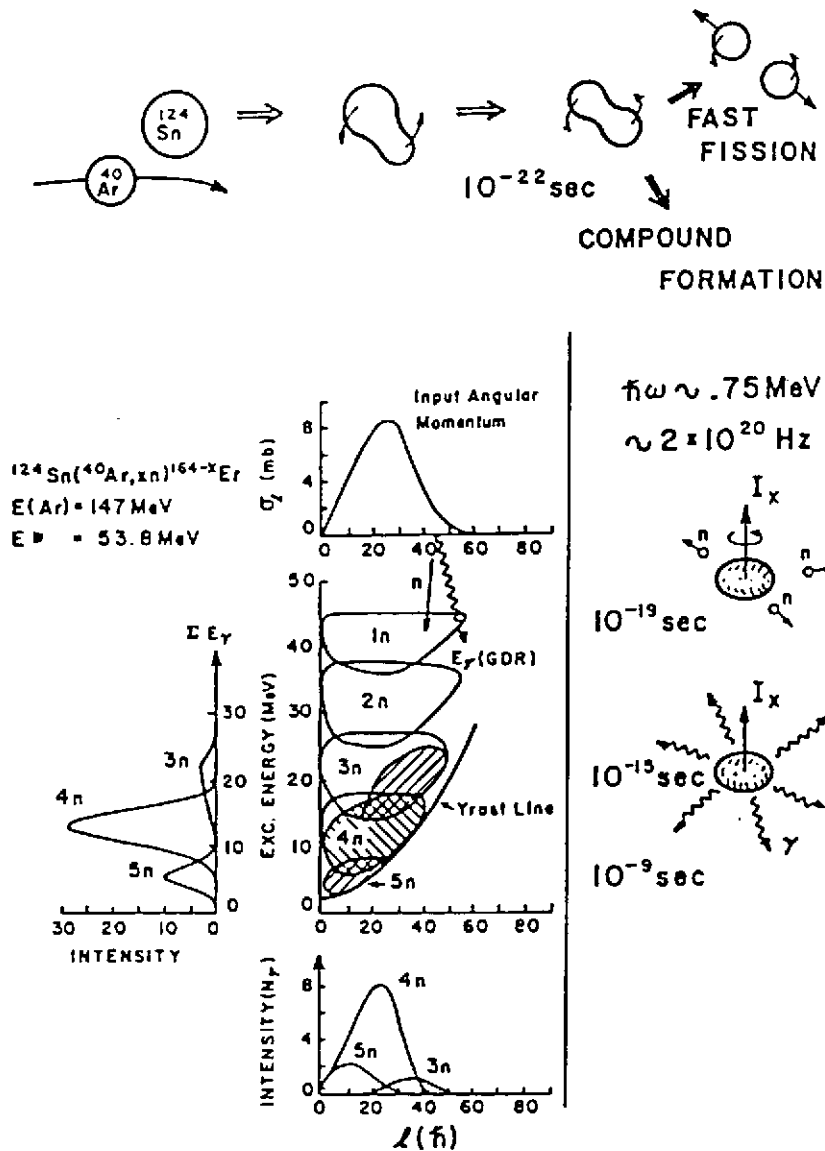


Figure 1 : Représentation schématique de l'évolution en fonction du temps de la formation et de la désexcitation du noyau composé ^{164}Er (en haut et à droite de la figure 1). Les résultats donnés dans la partie gauche concernent la désexcitation de ce noyau. Ils sont issus d'un modèle statistique qui utilise, pour le moment angulaire du noyau composé la distribution σ_1 . Les zones d'arrivée dans le plan (E^* , I) après émission de 1 à 5 neutrons sont indiquées ainsi que leurs projections respectives sur les deux axes de ce plan. Les zones hachurées définissent les régions à partir desquelles l'émission γ peut avoir lieu.

Environ 10^{-15} sec après le début de la réaction, l'émission de neutrons conduit le noyau dans une région d'énergie d'excitation à moins de 8 MeV au dessus de la ligne yrast (ligne joignant les états de plus basse énergie pour un spin donné). Ces zones dites zones d'entrée dans le plan (E^*, I) sont hachurées sur la figure 1. Les projections de ces zones sur les deux axes de ce plan sont aussi représentées.

Comme on peut le voir sur cette figure, plusieurs noyaux différents sont produits dans la réaction. La désexcitation de ces noyaux procède essentiellement par émission de rayonnements γ . Ils atteignent leur état fondamental après $\sim 10^{-9}$ sec, après avoir effectué de l'ordre de 10^{12} rotations et émis en moyenne 30 à 40 photons. Un spectre γ typique d'émission de tels noyaux est montré sur la figure 2. Il comprend des transitions γ non résolues (qu'on ne peut pas séparer) formant un "continuum" et des transitions γ discrètes. Ces deux types de transitions proviennent de différentes régions du plan (E^*, I) .

Soit U l'énergie d'excitation au dessus de la ligne yrast d'un noyau donné. La densité de niveaux d'un tel noyau à l'énergie U peut s'écrire ²⁾ :

$$\rho(U) = \frac{\sqrt{\pi}}{12} (aU)^{-1/4} U^{-1} \exp(2\sqrt{aU}) \quad (1)$$

où a est un paramètre qui dépend de la masse du noyau considéré (typiquement $A/8 < a < A/12$).

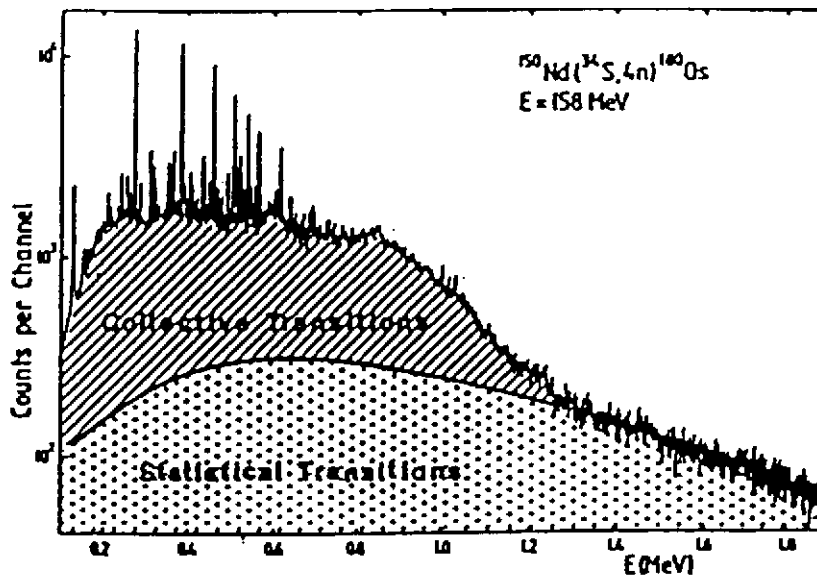


Figure 2 : Spectre d'énergie typique de la désexcitation γ d'un noyau rotationnel formé à haut moment angulaire ³⁾. Le fond continu dû aux transitions statistiques est indiqué en pointillés, en hachurée, est représentée la distribution des transitions collectives du quasicontinuum.

La densité de niveaux ainsi calculée croît très rapidement avec U et, au delà de 1 MeV par rapport à la ligne yrast la désexcitation d'un état donné peut se faire selon plusieurs cascades différentes. Le nombre de γ alors émis est tellement grand qu'aucun d'entre eux n'aura une intensité suffisante pour être détecté comme une transition "discrète". On parle ici de quasicontinuum de transitions non résolues expérimentalement.

Ce quasi-continuum est en majorité constitué de cascades de transitions quadrupolaires électriques (E2) $\Delta I = 2\hbar$ qui forment la "bosse" indiquée en hachuré sur la figure 2 et de transitions dites "statistiques", dipolaires électriques (E1) $\Delta I = 0-1\hbar$ qui forment le "fond" continu indiqué en pointillé sur la même figure. Ces dernières, émises en premier, refroidissent essentiellement le noyau (leur gamme d'énergie s'étend sur plusieurs MeV), tandis que les transitions E2 collectives emportent l'excès de moment angulaire. Les transitions γ discrètes sont émises lorsque la densité de niveaux nucléaires est plus faible et que le noyau est proche de la ligne yrast ($U \leq 1$ MeV).

La spectrométrie γ consiste à détecter ces rayonnements γ , à mesurer leur énergie et la quantité de moment angulaire qu'ils emportent, et à les ordonner afin de reconstituer les chemins de désexcitation du noyau (schéma de niveaux).

L'allure des cascades ainsi reconstituées est révélatrice de la structure interne du noyau. Par exemple, une séquence de transitions γ émise par un noyau déformé en rotation (caractérisée par une variation progressive des énergies des transitions et de leurs durées de vie) sera très différente de celle correspondant à un noyau peu déformé ou sphérique qui présente des irrégularités et des isomères. Ceci traduit le fait que le moment angulaire n'est pas généré de la même manière dans les deux cas. De plus, la rotation induit des changements de structure dans le noyau. Elle tend par exemple à détruire les corrélations d'appariement présentes dans l'état fondamental. Ceci peut se traduire par des discontinuités dans les séquences de transitions observées.

Les rotateurs dans lesquels les phénomènes induits par la rotation sont les plus spectaculaires, sont les noyaux superdéformés (ellipsoïdes de rapport grand axe/petit axe pouvant atteindre 2⁴). C'est pourquoi, malgré leurs très faibles sections efficaces de production (~1% des noyaux produits) ils sont si intensivement étudiés aujourd'hui.

Expérimentalement, ces études sont très difficiles malgré la mise au point de multidétecteurs γ optimisés pour permettre la détection de phénomènes faibles représentant 10^{-4} à 10^{-5} de la section efficace totale de réaction (EUROGAM-EUROBALL⁵), G.A.S.P.⁶) en Europe et γ SPHERE⁷) aux U.S.A.). Ces spectromètres à haute résolution en énergie, grandes efficacité et granularité (50 à 100 compteurs), et à très bon rapport signal/bruit, permettent de mesurer un nombre de plus en plus important de transitions γ appartenant à la même cascade de désexcitation (fold). Par exemple, en

moyenne, sur 30 transitions émises en coïncidence, EUROGAM II en détectera 5, alors que la génération précédente de multicompteurs tel le CHATEAU de CRISTAL⁸⁾, en détectait seulement 2.

Plusieurs milliards d'événements sont maintenant recueillis dans une expérience standard (un événement est constitué le plus souvent des informations suivantes: énergie, angle de détection, temps d'arrivée du photon dans le détecteur pour chacun des γ détectés dans l'événement). Ces données sont triées puis classées en préservant leurs relations de coïncidence. Des analyses automatiques sont difficiles à mettre en oeuvre.

Dans ce cours, sont présentées les techniques les plus utilisées pour l'analyse des événements γ de coïncidence d'ordre élevé dans le cadre de spectres γ discrets et continus.

II - Multidétecteurs γ : rappels

Plusieurs cours ont déjà été dans le cadre des écoles Joliot-Curie, consacrés aux détecteurs⁹⁾ et aux multidétecteurs $4\pi\gamma$ ^{10,11)}. Aussi, ne seront rappelés ici que quelques points concernant la détection des événements de haute multiplicité.

La probabilité de détecter n rayonnements γ avec leurs énergies totales, sans empilement, parmi les M transitions (que nous supposons de même énergie) d'une cascade de désexcitation, avec un multidétecteur composé de N systèmes Ge + anti-Compton est donnée par¹¹⁾:

$$P_n^N(M) = \frac{M!}{n!(M-n)!} N(N-1)(N-2)\dots(N-n+1) (\Omega \varepsilon_p P_\gamma)^n (1 - N\Omega \varepsilon_p)^{M-n} \quad (2)$$

où

P_γ est la probabilité de détecter un photon et un seul dans l'un des compteurs

Ω est l'angle solide de détection sous-tendu par chaque compteur

ε_p est l'efficacité de détection dans le pic de pleine énergie pour chaque système Ge + anti-Compton utilisé

Le taux de coïncidences γ^f peut être déduit en décomposant tous les événements de fold $n \geq f$ en événements de coïncidence d'ordre f . Il s'écrit $\gamma^f = \sum_{n=f}^M C_f^n P_n^N(N)$. A titre d'exemple, l'efficacité

totale $N\varepsilon_p\Omega P_\gamma$ est égale à 0,5% pour le multidétecteur anglais TESSA3 ($N=16$; $\varepsilon_p = 0,13$; $\Omega = 2,5 \cdot 10^{-3}$) et est de l'ordre de 5% pour EUROGAM1 ($N=45$; $\varepsilon_p = 0,22$; $\Omega = 5,1 \cdot 10^{-3}$) ce qui veut dire que si la probabilité de détecter un photon est 10 fois plus grande avec EUROGAM1 qu'avec TESSA3, le taux de coïncidences triples obtenu est 10^3 plus élevé ! Ceci explique pourquoi ce n'est

qu'aujourd'hui que des événements de coïncidence $(\gamma)^f$, avec $f > 3$ sont collectés en quantités significatives dans les expériences.

L'intérêt de tels événements s'explique par le rôle qu'ils jouent dans la définition du pouvoir de résolution du multidétecteur dans la détection de bandes rotationnelles "régulières".

$$R_n = (SE_\gamma / \Delta E_\gamma \times P/T)^n \quad (3)$$

où ΔE_γ est la résolution en énergie et P/T est le rapport pic/total des systèmes Ge + anti-Compton utilisés,

SE_γ est la séparation moyenne en énergie entre 2 transitions de la cascade considérée,

n est le fold moyen des coïncidences collectées

C'est ce facteur qui entre en jeu dans la détermination de l'intensité minimale détectable par un multicompteur donné. En passant de coïncidences d'ordre n à des coïncidences d'ordre $n+k$, le gain en pouvoir de résolution est de R^k , ce qui explique l'intérêt des coïncidences γ d'ordre élevé en particulier pour l'étude des voies de désexcitation les plus rares du noyau.

III - Analyse des données de coïncidence d'ordre élevé

III.1) Analyse d'une matrice de coïncidence $(E_{\gamma 1} - E_{\gamma 2})$

Sur la figure 3 est montrée une matrice de coïncidences bidimensionnelles γ - γ obtenue dans le type de réactions précédemment décrites. Les axes X et Y de cette matrice représentent les énergies des transitions γ détectées "en coïncidence" dans chaque paire de détecteurs utilisés durant l'expérience. En Z est porté le nombre de fois que chaque paire d'énergies est présente dans les événements (la figure 3 est une projection dans le plan X-Y). Par exemple, un événement dans lequel 3 photons ont été détectés en coïncidence sera décomposé en $C^3_2 = 3$ couples d'énergies (x,y) . La matrice présentée ici est symétrique : chaque paire d'énergie détectée $(E_{\gamma 1}, E_{\gamma 2})$ a contribué aux 2 points de la matrice de coordonnées $(E_{\gamma 1}, E_{\gamma 2})$ et $(E_{\gamma 2}, E_{\gamma 1})$. Ceci permet de restreindre la taille de l'espace nécessaire en mémoire pour stocker ce type d'objets et minimiser leur temps d'accès.

L'intensité des coïncidences dans cette matrice est très contrastée. Pour $E_\gamma < 1$ MeV, la majeure partie des événements est contenue dans les lignes sombres parallèles aux 2 axes $E_{\gamma 1}$ et $E_{\gamma 2}$ qui proviennent de coïncidences de type (énergie totale x Compton). Un fond continu dû aux coïncidences de type (Compton x Compton) est aussi présent sous ces raies.

Pour $E_\gamma > 1$ MeV, les événements de pleine énergie proviennent essentiellement des transitions non résolues de la bosse E_2 du continuum et font que les événements (énergie totale x Compton) produisent un fond homogène, alors que la contribution des événements (Compton x Compton) est presque négligeable.

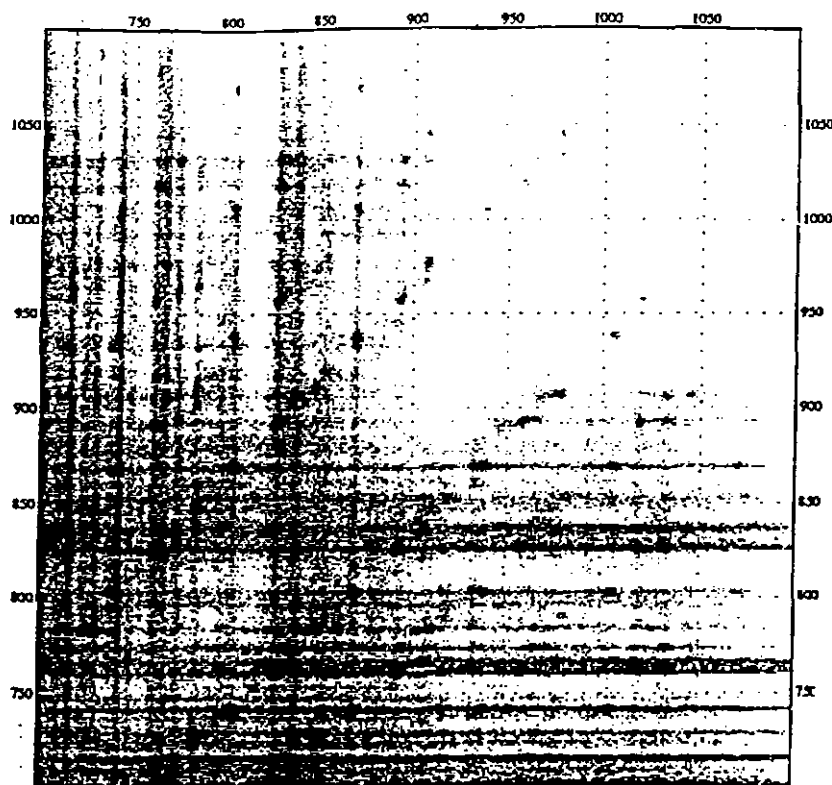


Figure 3 : portion de la matrice γ - γ construite pour la réaction $^{124}\text{Sn} (^{48}\text{Ca}, 4n-5n) ^{167,168}\text{Yb}$ à une énergie incidente de 208 MeV¹²⁾.

Il est bien connu que même pour de très bons détecteurs au germanium avec suppression Compton et un rapport pic sur total (P/T) de 60%, les spectres de double coïncidence γ (ou matrice) sont fortement dominés par le type d'événements décrit ci-dessus.

Dans cette matrice, toutes les coïncidences γ - γ de toutes les cascades de tous les noyaux produits dans la réaction sont présentes. Sur la figure 4a, est montré un exemple de projection sur l'un des axes de la matrice construite avec les données issues de la réaction $^{36}\text{S} + ^{160}\text{Gd}$ à 159 MeV¹³⁾. Dans ce spectre, les intensités relatives des transitions sont obtenues après correction des surfaces des raies correspondantes pour tenir compte de l'efficacité des détecteurs¹⁴⁾ et du processus de conversion interne.

Pour chaque fenêtre en énergie ΔE_γ , le spectre des transitions γ détectées en coïncidence avec la (les) transition(s) contenue(s) dans la fenêtre (donc appartenant à la même cascade de désexcitation) peut être extrait de la matrice. En effet, la matrice (x,y) de dimensions (Nx,Ny) peut être considérée comme Ny spectres de transitions en coïncidence avec les transitions d'énergies y et vice versa.

Un exemple de spectre obtenu en coïncidence avec une fenêtre de 3 keV centrée à 258 keV, énergie d'une transition appartenant à la bande superdéformée du noyau ^{192}Hg produit dans la réaction précédemment citée est montré figure 4b.

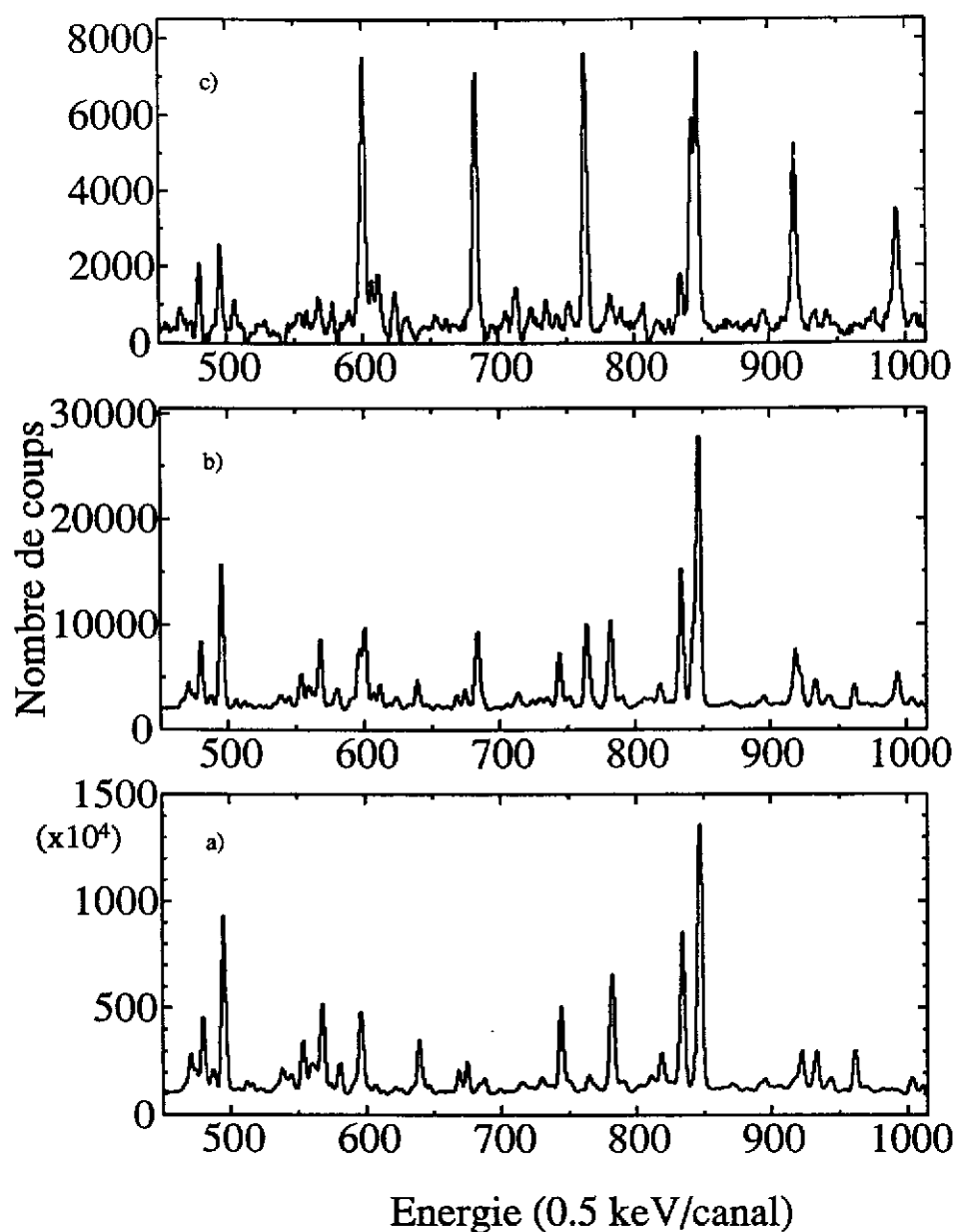


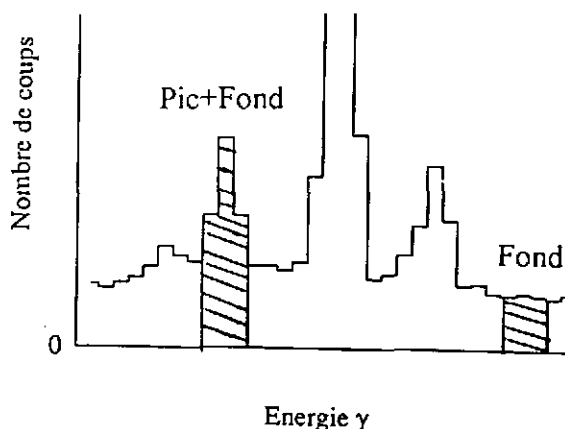
Figure 4 :

- a) projection totale de la matrice γ - γ construite dans la réaction $^{36}\text{S}+^{160}\text{Gd}$ à 159 MeV produisant, dans la voie 4n, le noyau ^{192}Hg .
 b) spectre en coïncidence avec une fenêtre centrée sur la raie à 258 keV dans le spectre ci dessus
 c) même spectre que b) après soustraction de fond.

On peut constater que si certaines raies sont plus intenses dans ce spectre, celui-ci ressemble toujours beaucoup à la projection totale. Il renferme en effet une majorité de coïncidences de type (Pic de pleine énergie x Compton) et (Compton x Compton) déjà mentionnées ci-dessus. Pour obtenir le spectre des coïncidences avec la transition d'intérêt, il est nécessaire de soustraire à ce spectre (Pic+Fond) la contribution des coïncidences provenant du fond présent sous la raie dans la projection totale (figure 4a). Ce spectre de fond est construit comme la projection d'une fenêtre

(Fond) convenablement choisie dans une région ne contenant pas de raies (figure 5). Le résultat obtenu après un tel traitement est montré sur la figure 4c. Dans ce spectre, seules les raies en coïncidence avec la transition d'énergie de 258 keV dans le noyau ^{192}Hg sont présentes.

Figure 5 :
exemple de fenêtres Pic+Fond et Fond
utilisées pour étudier les relations de
coïncidence dans les matrices $\gamma\text{-}\gamma$



Ce type de traitement des matrices bidimensionnelles s'effectue en mode interactif à l'aide de logiciels graphiques dédiés ^{15,16)}. Il a permis d'établir tous les schémas de niveaux discrets des noyaux étudiés jusqu'au début des années 1990. C'est aussi en déplaçant et projetant une fenêtre de quelques keV de largeur dans une matrice $\gamma\text{-}\gamma$ que les premières bandes superdéformées discrètes ont été trouvées ¹⁷⁾.

Il existe plusieurs méthodes de soustraction de fond ^{18,19)} et, dans certains cas, le spectre de fond est simplement une fraction de la projection totale de la matrice $\gamma\text{-}\gamma$ sur l'un des axes. Quelle que soit la méthode utilisée, l'étape de soustraction de fond est l'une des étapes les plus délicates de l'analyse des données car elle peut altérer l'information physique. Dans ce qui suit, nous détaillons les 2 méthodes les plus fréquemment utilisées dans l'étude des spectres de coïncidence γ du continuum et dans l'analyse des spectres de coïncidence γ bidimensionnels.

III.2) Soustraction des événements Compton: méthode de déconvolution des spectres γ

Cette technique est utilisée dans l'analyse des composantes continues des spectres γ émis par les noyaux à haute énergie d'excitation et à haut moment angulaire ²⁰⁾. Dans le passé, de tels spectres étaient étudiés à l'aide de détecteurs au NaI(Tl), choisis pour leur grande efficacité de détection. Aujourd'hui, les détecteurs au germanium de gros volume (80%) sont préférés pour leur excellente résolution en énergie ⁹⁾.

La fonction de réponse d'un détecteur est mesurée en fonction de l'énergie du photon incident. En principe, si on connaît la forme du spectre associé aux diffusions Compton dans le détecteur (en incluant les pics de rétrodiffusion) et le rapport pic/total pour chaque transition γ détectée, on peut extraire du spectre mesuré dans le détecteur le spectre constitué seulement avec les événements d'énergie totale. Dans la pratique, les spectres γ émis par des sources monoénergétiques

sont utilisés pour déterminer un maximum de points de la fonction de réponse des détecteurs Ge+Anti-Compton. Celle-ci est ensuite interpolée et extrapolée sur toute la gamme d'énergie d'intérêt et utilisée pour déterminer la forme du fond Compton associé à chaque raie dans le spectre issu de l'expérience. Deux exemples de spectres obtenus après déconvolution sont montrés sur les figures 6a et 6b.

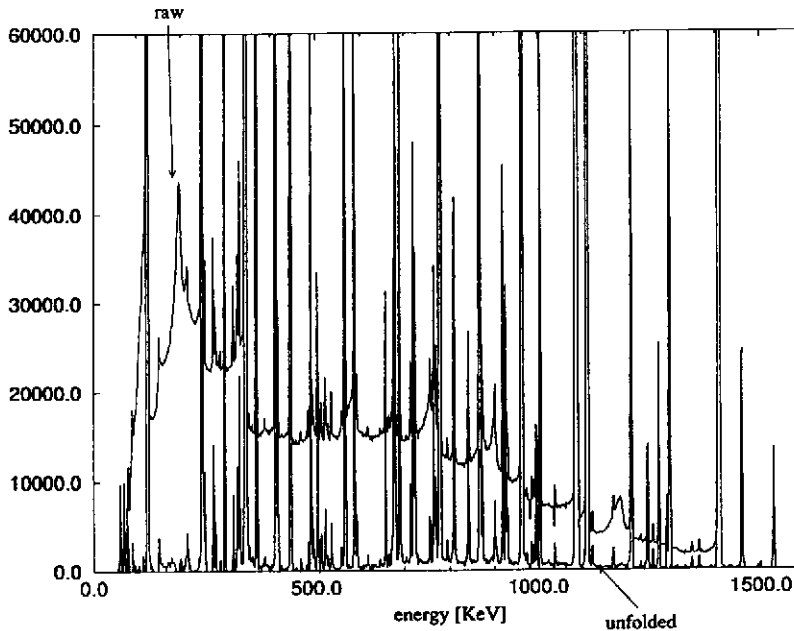


Figure 6a : spectre γ obtenu avec une source de ^{152}Eu placée dans EUROGAM1, avant et après la prise en compte de la fonction de réponse du détecteur par la méthode dite de déconvolution²¹⁾.

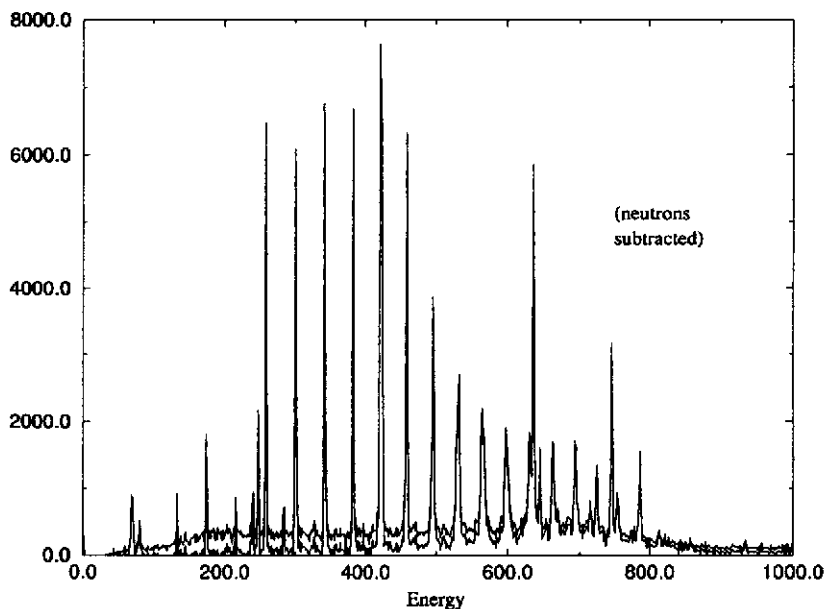


Figure 6b : spectre γ obtenu pour la bande superdéformée de ^{192}Hg avec EUROGAM1, avant et après la prise en compte de la fonction de réponse du détecteur par la méthode dite de déconvolution²¹⁾.

III.3) Soustraction de fond dans une matrice à 2 dimensions : méthode dite "cor"

Pour séparer les événements (énergie totale x énergie totale) des événements (Compton x Compton, énergie totale x Compton) dans la même cascade ou dans un ensemble d'événements, on applique la technique de réduction appelée COR à la matrice originale de coïncidences γ - γ (appelée RAW)^{18,19)}.

Si la matrice RAW ne contenait que des événements non corrélés, le nombre de coups dans chaque canal (x,y) de la matrice serait donné par le produit des probabilités de détecter un événement au canal x dans un détecteur (P_x) et un événement au canal y dans un autre détecteur (P_y) multiplié par le nombre total d'événements dans la matrice: c'est-à-dire :

$$Uncor(x, y) = P_x * P_y * \sum_{x,y} Raw(x, y)$$

$$Uncor(x, y) = \left(\frac{\sum_y Raw(x, y)}{\sum_{x,y} Raw(x, y)} \right) * \left(\frac{\sum_x Raw(x, y)}{\sum_{x,y} Raw(x, y)} \right) * \left(\sum_{x,y} Raw(x, y) \right)$$

$$Uncor(x, y) = \left(\frac{\sum_y Raw(x, y) * \sum_x Raw(x, y)}{\sum_{x,y} Raw(x, y)} \right)$$

En fait, les matrices RAW et UNCOR diffèrent uniquement par la présence d'événements corrélés ; ceux qui nous intéressent.

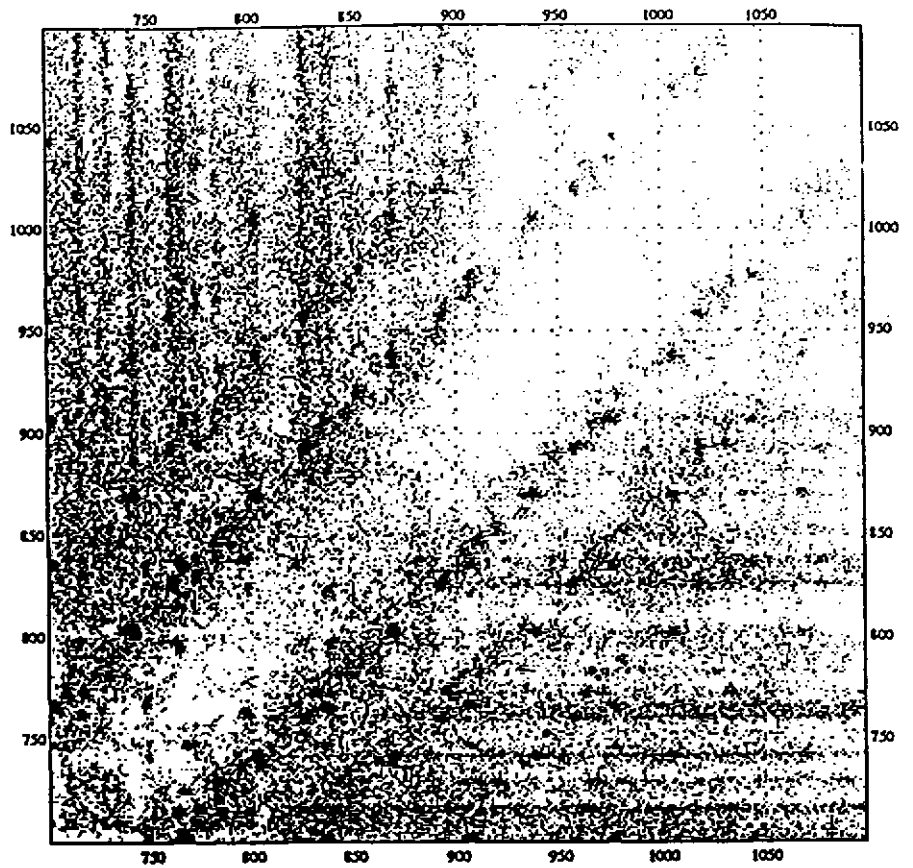
La matrice COR est obtenue en soustrayant la matrice événements non corrélés UNCOR à la matrice RAW. Elle contient essentiellement tous les événements corrélés avec leurs vraies intensités. La validité de cette procédure est basée sur le fait que le nombre total d'événements corrélés est petit, de l'ordre de 20% du nombre total d'événements contenus dans la matrice RAW. En réalité, la matrice soustraite UNCOR est surestimée car les projections $\sum_x Raw(x, y)$ et $\sum_y Raw(x, y)$

contiennent également les événements corrélés. C'est pour cette raison que dans la pratique, seule une fraction de la matrice UNCOR est soustraite à la matrice RAW:

$$Cor(x, y) = Raw(x, y) - C(x, y) * Uncor(x, y)$$

le facteur de normalisation $C(x, y)$ dépend de l'énergie. Le résultat obtenu après soustraction de fond sur la matrice montrée figure 3 est illustré figure 7. Une grille de points intenses, régulièrement espacés est maintenant décelable. Elle est typique d'une bande rotationnelle d'un noyau de forme ellipsoïdale.

Figure 7 : même matrice que celle montrée sur la figure 3 après soustraction du fond ¹²⁾.

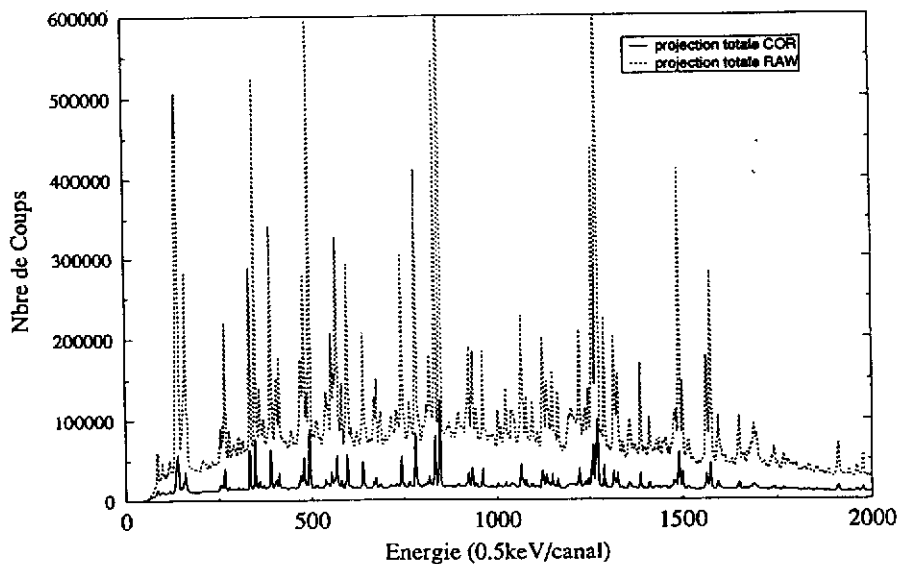


Les énergies des transitions dans une telle cascade sont régulièrement espacées, car les transitions ($\Delta I=2$) ont lieu entre des états nucléaires d'énergie d'excitation

$$E^* = [\hbar^2 / 2\mathcal{J}] I(I+1)$$

\mathcal{J} est le moment d'inertie du noyau. Il n'y a donc pas deux transitions de même énergie dans une cascade rotationnelle ce qui explique l'absence de coups le long de la diagonale (vallée) de la grille visible sur la figure 7. La largeur de cette vallée est égale à $8\hbar^2/\mathcal{J}$ ²²⁾.

Figure 8 : exemple de projections totales d'une matrice γ - γ avant et après soustraction du fond ¹³⁾.



Les projections totales des matrices de coïncidence COR et RAW obtenues avec les données de la réaction $^{36}\text{S} + ^{160}\text{Gd}$ à $E_{\text{incidente}} = 159 \text{ MeV}$ sont montrées sur la figure 8. Le rapport des intensités des transitions dans les deux spectres Cor/Raw ou rapport des événements utiles/ total explique pourquoi des spectromètres toujours plus sélectifs sont recherchés en spectrométrie γ .

III.4) Analyse de spectres bidimensionnels dans le continuum: Fluctuation Analysis Method

La désexcitation γ de noyaux déformés, formés à grande énergie d'excitation et haut moment angulaire, ne peut être étudiée à l'aide des méthodes de la spectrométrie γ discrète décrites ci-dessus, que dans une région étroite au dessus de la ligne yrast (quelques centaines de keV). Dans cette région, l'intensité des bandes rotationnelles discrètes est assez grande pour permettre l'identification de toutes les transitions γ une à une. Cependant, on sait aussi que des transitions collectives non résolues sont émises deux à trois MeV au-dessus de la ligne yrast avant que le noyau n'atteigne la région "froide" des γ discrets.

Les figures de corrélations caractéristiques obtenues à chaque étape de la désexcitation d'un noyau à comportement rotationnel formé à haut moment angulaire et grande énergie d'excitation sont rappelés sur la figure 9.¹²⁾

La figure 9b montre la matrice de coïncidences γ - γ obtenue pour une bande rotationnelle idéale isolée. La figure de corrélation est très simple, chaque point de la matrice est séparé du point voisin par un intervalle d'énergie inversement proportionnel au moment d'inertie du noyau ($\Delta E_{\gamma} \sim 4\hbar^2 / \mathcal{I}^2$), et il n'y a pas d'événements le long de la diagonale ($E_{\gamma_1} \neq E_{\gamma_2}$). Sur une coupe perpendiculaire à la diagonale on voit des pics ("ridges") régulièrement espacés par des vallées. Les figures suivantes décrivent des noyaux à plus haute énergie d'excitation. Dans le cas d), le noyau se désexcite le long de plusieurs cascades rotationnelles discrètes caractérisées par des moments d'inertie différents. La diagonale de la matrice est toujours vide et des pics et des vallées sont toujours visibles sur la coupe perpendiculaire f). Dans le cas g), le noyau est à environ 1 MeV au-dessus de la ligne yrast, la densité de niveaux nucléaires est telle que les bandes sont très mélangées. La figure de corrélation obtenue est beaucoup moins contrastée, plus uniforme, la vallée est moins bien définie et les "ridges" ont disparu (figure 9h). En fait, à chaque point de la matrice précédente, correspond maintenant une surface représentée par les cercles sur la figure. On montre que la profondeur de la vallée est reliée au nombre de niveaux nucléaires peuplés en moyenne à chaque étape de la désexcitation. Ce nombre est fini ce qui induit des fluctuations dans le nombre d'événements enregistrés dans les spectres de coïncidence. Ces fluctuations s'ajoutent aux fluctuations dites statistiques qui elles sont reliées au taux de comptages dans les expériences.

Une analyse statistique de ces fluctuations a été récemment proposée^{12,23,24)}. Elle permet d'extraire des informations quantitatives sur les propriétés globales des noyaux dans les régions d'énergie d'excitation où la résolution expérimentale ne permet pas d'isoler les transitions γ individuelles. Elle est basée sur la propriété suivante : plus le nombre de choix possibles pour un événement de type $(E\gamma_1, E\gamma_2)$ est grand, plus les fluctuations associées au nombre de coups correspondant sont petites et vice versa. Ceci implique pour un noyau que les fluctuations d'intensité des coïncidences seront plus élevées dans les "ridges" que dans les vallées qui elles ne sont "remplies" que lorsque le nombre de niveaux atteint à chaque désexcitation est suffisamment élevé. En d'autres termes, dans la région des bandes rotationnelles discrètes, peu de chemins sont très souvent empruntés par le noyau alors qu'à plus haute énergie d'excitation, plusieurs chemins sont en moyenne beaucoup moins souvent utilisés.

La quantité physique que l'on extrait de ce type d'analyse est typiquement le nombre de chemins de désexcitation empruntés par le noyau à chaque étape. Un chemin est défini comme un ensemble $(E\gamma_1, E\gamma_2)$ de deux transitions γ consécutives entre états nucléaires I-4, I-2 et I (il y a un nombre fini de tels chemins pour un noyau entre son point de formation et son état fondamental).

Dans un secteur de la matrice de coïncidence, de dimensions $4\hbar/\mathfrak{I}^2 \times 4\hbar/\mathfrak{I}^2$, défini de façon que chaque cascade ne contribue que par un coup à ce secteur (typiquement 60 keV x 60 keV pour un noyau de la région des terres rares), le nombre de chemins est donné par la relation suivante¹²⁾ :

$$N_{\text{chemins}} = \frac{N_{\text{eve}}}{\mu_1} \cdot \frac{P^{(2)}}{P^{(1)}} \quad (4)$$

où N_{eve} est le nombre d'événements dans le secteur,

le rapport $P^{(2)}/P^{(1)}$ est un terme correctif pour tenir compte de la résolution finie du multidétecteur utilisé,

$$P_j^{(n)} = \int (P_j(E))^n dE / \int dE$$

où : $P_j^n(E_i) = P_{j1}^n(E_{i1}) \times P_{j2}^n(E_{i2})$ est la probabilité de détecter deux transitions γ en coïncidence dans le canal j de la matrice γ - γ .

μ_1, μ_2 sont respectivement les premier et second moments de la distribution du nombre de coups. Ils sont calculés en chaque point (x_0, y_0) du secteur considéré à l'aide de la relation suivante :

$$\mu_n(x_0, y_0) = \frac{1}{N_{ch}^2} \sum A_n(x, y) f_G(x - x_0, y - y_0) \quad (5)$$

$$\text{où } A_1 = N(x, y) \text{ et} \\ A_2 = (N(x, y) - \text{Fit}(x, y))^2$$

$\text{Fit}(x, y)$ est un spectre de référence. Il est calculé par ajustement des données expérimentales (après soustraction de fond et des pics correspondant aux transitions γ discrètes connues) à l'aide de

polynômes d'ordre 3, à l'intérieur d'un carré centré autour de (x,y) . Cette surface reproduit les propriétés moyennes du spectre original $N(x,y)$.

f_g est une fonction de poids de type gaussien. Elle est normalisée à 1 sur le secteur considéré.

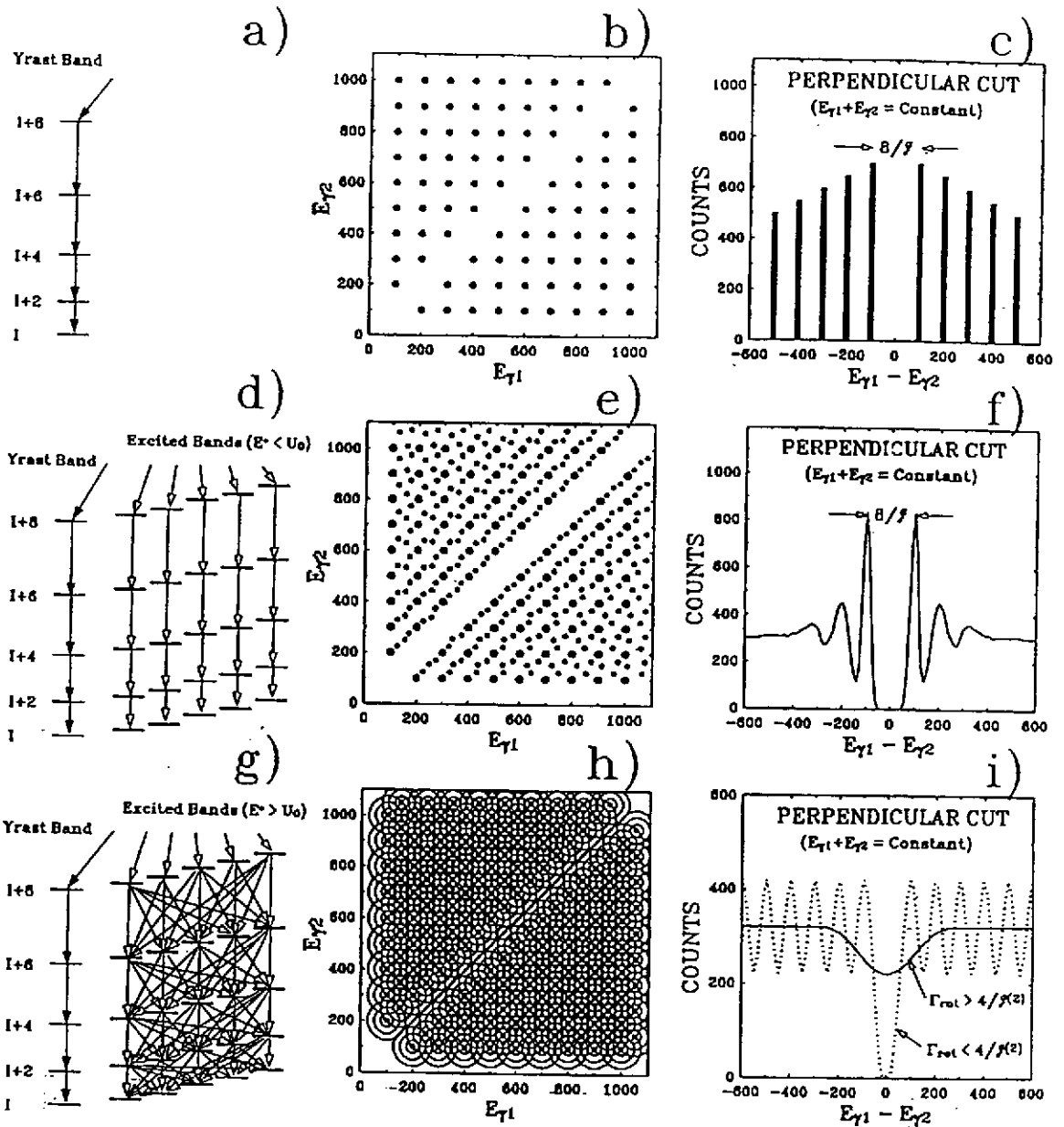


Figure 9 : matrices de coïncidences γ - γ (b,e,h) obtenues à trois étapes différentes de la désexcitation d'un noyau formé à haut moment angulaire et grande énergie d'excitation (a,d,g) dans une réaction de type fusion-évaporation¹²⁾. Les projections sur un axe perpendiculaire à la première diagonale de chaque matrice sont aussi montrées (c,f,i).

Dans la pratique, les différentes étapes dans le calcul du nombre de chemins empruntés par le noyau lors de sa désexcitation sont schématisées sur la figure 10.

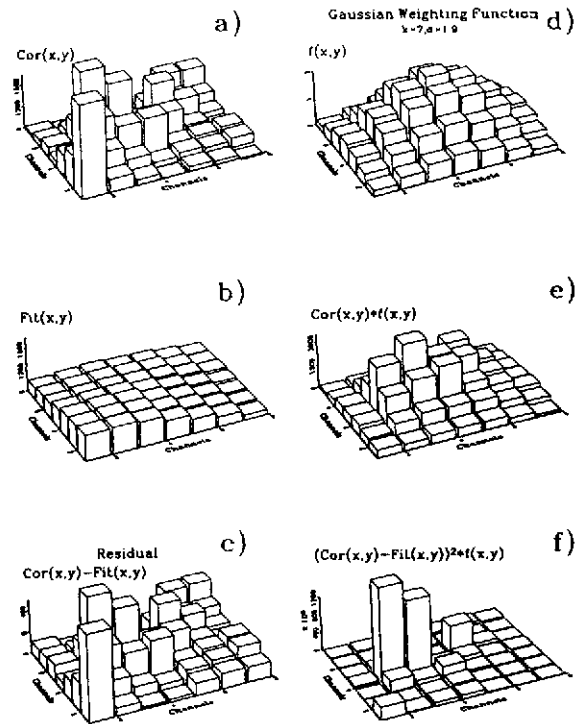


Figure 10 : Représentation schématique des différentes étapes du calcul de $N_{\text{chemins}}^{12)}$.

Un exemple de tels spectres bidimensionnels obtenus dans le cas des noyaux d'Ytterbium est montré figure 11. Le nombre de chemins dans une zone donnée est obtenu en intégrant ces différents spectres dans la zone étudiée et en injectant les valeurs obtenues dans l'équation (4). Le nombre de chemins ainsi obtenu, dans une région appartenant au continuum (région des "ridges" dans la matrice γ - γ), est montré sur la figure 12 en fonction de l'énergie des transitions γ . Il indique que dans le noyau ^{168}Yb , environ 30 bandes rotationnelles discrètes existent dans une région d'énergie d'excitation de l'ordre de 700 à 800 keV au-dessus de la ligne yrast.

Figure 11 : spectres de désexcitation des noyaux $^{167,168}\text{Yb}$ ¹²⁾

- a) matrice γ - γ fond soustrait
 b) matrice de référence
 c) matrice de fluctuations (dans la partie droite de la matrice, les raies discrètes ont été soustraites)

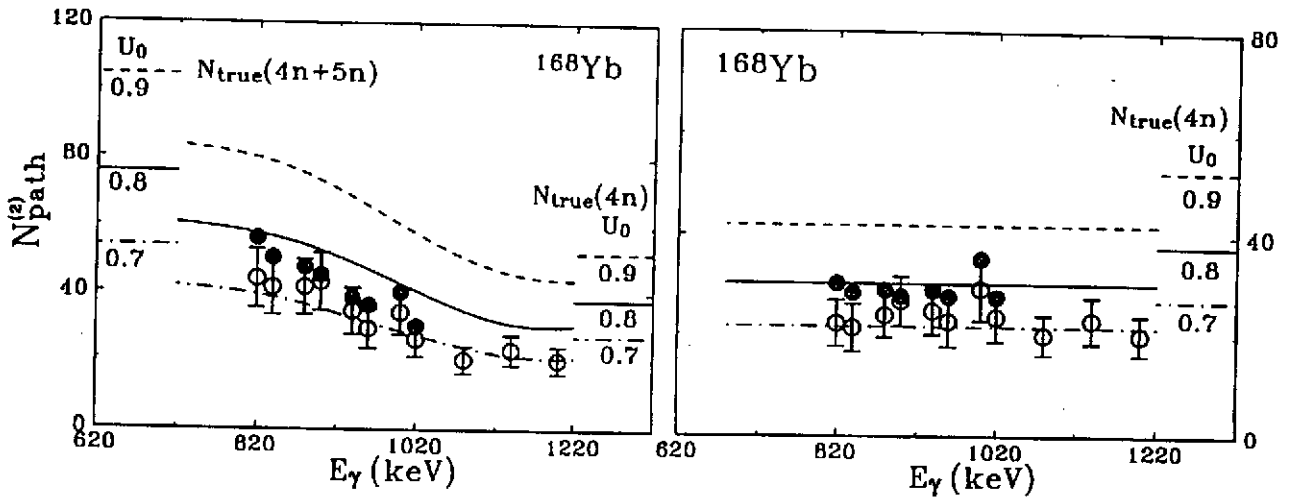
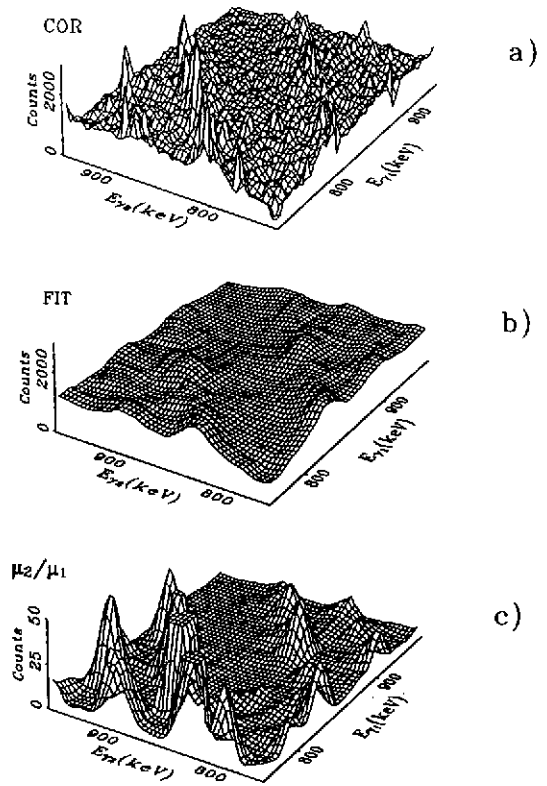


Figure 12 : nombre de cascades de désexcitation obtenues dans la région du premier "ridge" en fonction de l'énergie des transitions γ , pour l'ensemble des noyaux $^{167,168}\text{Yb}$ et pour le noyau ^{168}Yb seul sélectionné ¹²⁾, quand on tient compte des cascades discrètes (cercles pleins) et, quand leur contribution est soustraite (cercles creux).

III.4) Analyse des spectres de dimensions $n \geq 3$

Sur la figure 13 est indiquée la distribution de multiplicité des événements collectés dans EUROGAM1 pour la réaction $^{36}\text{S} + ^{160}\text{Gd}$ à $E = 159$ MeV.

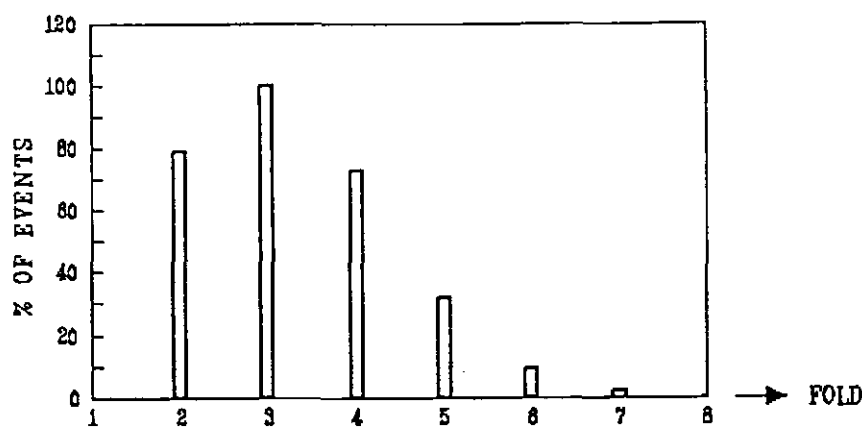


Figure 13: distribution de nombre de compteurs touchés (fold) dans la réaction $^{36}\text{S} + ^{160}\text{Gd}$ à $E = 159$ MeV étudiée avec EUROGAM1²⁵⁾.

On peut constater qu'en moyenne 3 à 4 transitions γ sont simultanément détectées par réaction. Ces événements de haute multiplicité peuvent être stockés dans des spectres de dimensions 3, 4, 5, et plus et analysés de façon analogue aux spectres bidimensionnels précédemment décrits: d'un espace de dimension 4, on pourra par exemple, extraire des spectres conditionnés trois fois c'est-à-dire résultant de la projection sur le quatrième axe du contenu de 3 fenêtres choisies sur les trois premiers axes de l'espace. Il existe aussi des procédures de reconnaissance de grilles de corrélations ou d'analyse des fluctuations de l'intensité γ dans des espaces à trois dimensions (E_i, E_j, E_k) ^{12,26)}.

Les événements de haute multiplicité permettent de sélectionner et d'étudier des phénomènes représentant moins de 1% de la section efficace totale de réaction. Un exemple d'une telle sélection est montré sur la figure 14 (spectres construits sans soustraction de fond pour l'étude de la bande superdéformée yrast du noyau ^{192}Hg avec EUROGAM1²⁵⁾).

On constate que plus le nombre de transitions détectées par événement est grand, plus le nombre de contraintes que l'on peut imposer lors du tri de ces événements est élevé, meilleure est la sélectivité obtenue. Dans le spectre montré figure 14-d), le rapport pic/fond est tel que la soustraction de fond n'est même plus nécessaire !

Différentes techniques de stockage sur disque et d'analyse des événements de haut fold sont utilisées. Elles résultent toutes de la recherche d'un compromis entre la taille de l'espace mémoire mobilisé et le temps d'accès à ces données durant l'analyse^{16,27,28,29,30)}. A titre d'exemple, une matrice de 4000 canaux * 4000 canaux en mots de 16 bits occupe 33 Mega-octets de mémoire et, un cube de dimension $(4000 \text{ canaux})^3$ nécessite 137 Giga-octets. Ces chiffres importants font que dans la plupart des cas, les événements de multiplicité ≥ 4 ne sont pas analysés dans leurs espaces respectifs à n dimensions. On construira plutôt des spectres et des matrices n fois conditionnés que l'on traitera de la façon précédemment décrite.

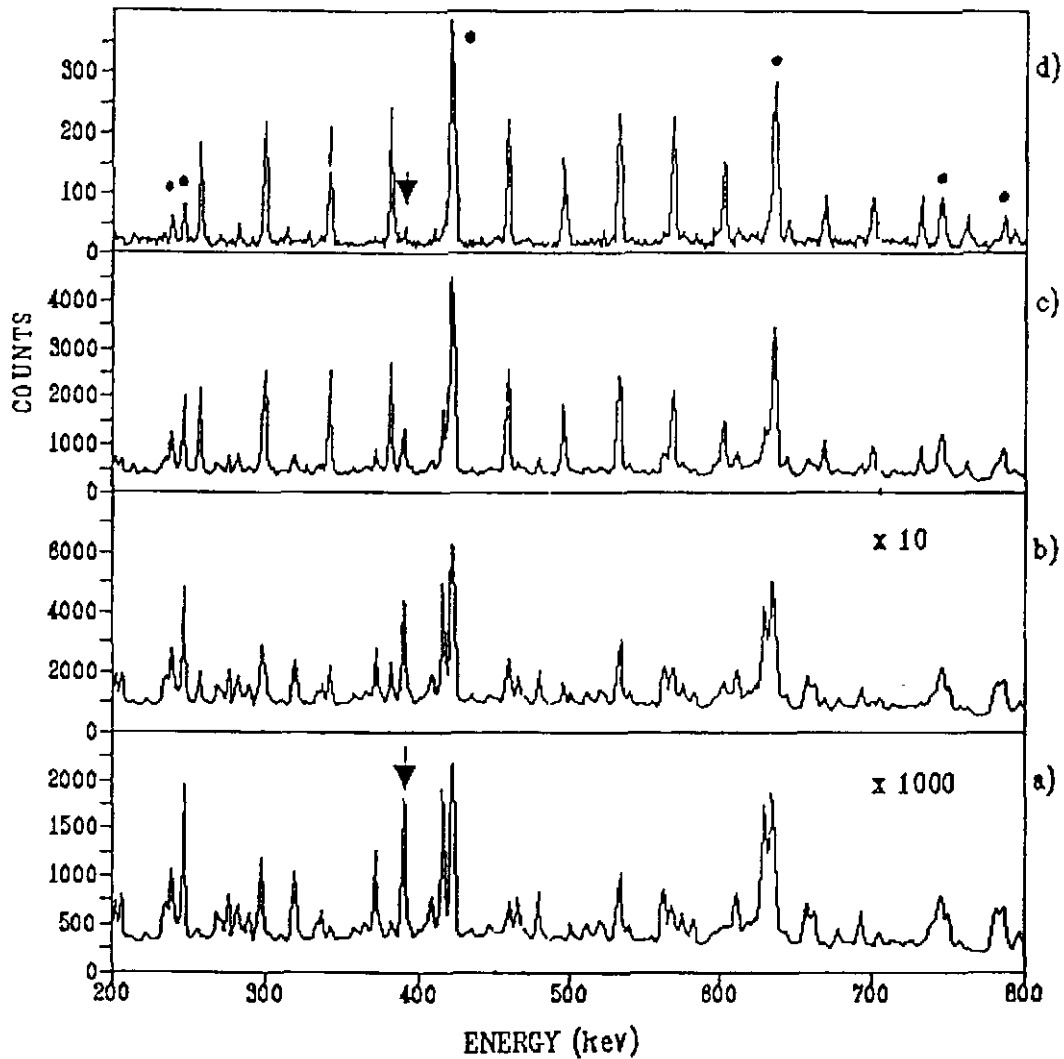


Figure 14 : spectres construits avec les données collectées dans la réaction $^{36}\text{S} + ^{160}\text{Gd}$ à $E = 159$ MeV étudiée avec EUROGAM1²⁵⁾.

a) spectres de tous les événements collectés

b) spectre construit avec les événements qui contiennent au moins une énergie parmi six sélectionnées dans la bande superdéformée du noyau ^{192}Hg produit dans la réaction

c) spectre construit avec les événements qui contiennent au moins deux énergies parmi les six sélectionnées

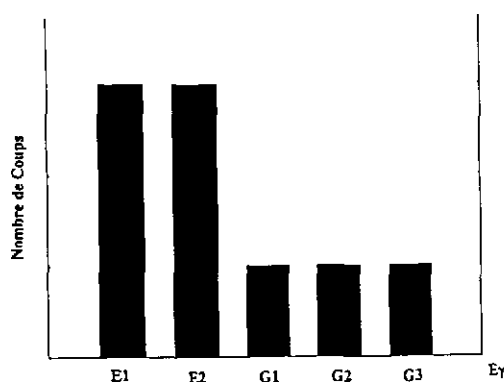
d) spectre construit avec les événements qui contiennent au moins trois énergies parmi les six sélectionnées.

Les raies indiquées par des ronds correspondent à des transitions yrast en coïncidence avec cette bande superdéformée. On constatera que la raie (indiquée par une flèche) appartenant au ^{191}Hg , noyau produit dans la voie 5n de la réaction, a disparu de ce dernier spectre.

Dans certains cas, ces traitements peuvent être sources de distorsion dans les intensités relatives des transitions dans les spectres : par exemple, on veut construire le spectre de toutes les transitions γ détectées en coïncidence avec 2 ($n_G=2$) transitions parmi 6 sélectionnées (G1, G2, ... G6) dans l'expérience. Considérons à titre d'exemple un événement contenant les 5 énergies suivantes : E1, E2, G1, G3, G5. Il contient $n_G=3$ énergies parmi les 6 sélectionnées. Si cet événement est décomposé en événements de triple coïncidence et stocké dans un cube non

symétrisé, alors on incrémentera $C^5_3 = 10$ canaux dans le cube de coordonnées respectives : (E1,E2,G1), (E1,E2,G3), (E1,E2,G5), (E1,G1,G3), (E1,G1,G5), (E1,G3,G5), (E2,G1,G3), (E2,G1,G5), (E2,G3,G5) et (G1,G3,G5).

Parmi ces 10 triplets d'énergies, 7 ($n_t=7$) contiennent au moins 2 énergies parmi les 6 sélectionnées. Si on construit le spectre de ces 7 événements sans ranger les énergies G_i , on obtient le diagramme suivant dans lequel la distorsion des intensités relatives des transitions est évidente.



Cette distorsion est d'autant plus importante que $n_g < n_G$. En effet, si on construisait un spectre triplement conditionné avec le même événement, alors le nombre de coups dans les pics aux énergies E1 et E2 serait égal à 1 et les rapports d'intensités seraient respectés ($n_g = n_G$).

Conclusions

Dans chaque expérience réalisée aujourd'hui à l'aide d'un multidétecteur γ , des milliards d'événements de coïncidences d'ordre élevé sont collectés. Ils permettent d'étudier des domaines jusque là inaccessibles de la structure nucléaire (grandes déformations, très hauts moments angulaires etc...). Nous avons passé en revue les méthodes d'analyse les plus utilisées dans ce type d'études, en insistant sur l'apport des événements de haute multiplicité qui sont à l'origine de la grande sélectivité des multidétecteurs actuels.

En 1997, EUROBALL, un multidétecteur γ Européen d'efficacité jamais égalée (11%) mettra à la disposition des physiciens des événements de multiplicité encore plus élevée. L'extraction de l'information physique contenue dans ces données ne se fera pas par simple extrapolation des méthodes jusque là utilisées. Une première limitation vient de l'outil informatique doté de puissance de calcul et d'espace en mémoire finis. La deuxième contrainte résultera de la grande efficacité de détection qui imposera une sélection encore plus sévère des événements. Dans ce but, de nouvelles méthodes d'analyse de données sont à mettre en oeuvre et à éprouver dès aujourd'hui.

REFERENCES

- 1 - B. Herskind, Proc. Int. Conf. on Nuclear Physics, Florence, Italie, (1983) p. 117.
- 2 - S. Aberg, Nucl. Phys. A 477 (1988) 18-36.
- 3 - R. M. Lieder, School on New Experimental Techniques on Gamma-Ray Spectroscopy, May 21-31, 1991, The Niels Bohr Institute, University of Copenhagen.
- 4 - M. Meyer et J.P. Vivien, Ann. Phys. Fr. 17 (1992) 11.
- 5 - P.J. Nolan, Nucl. Phys. A 250 (1990)- 657c,
F.A. Beck, Prog. Part. Nucl. Phys. 28 (1992) 443.
- 6 - D. Bazzacco et al., Proc. of Int. Conf. of Nuclear Structure at high angular momentum, Ottawa, 1992, AECL 10613 p. 376.
- 7 - I.Y. Lee et al., Nucl. Phys. A520 (1990) 641c.
- 8 - F.A. Beck et al., 9ème Session d'Etudes Biennale de Phys. Nucl. Aussois 1987.
- 9 - Ch. Bourgeois, "Des processus de base aux détecteurs", Ecole Joliot-Curie, 1994.
- 10 - J.P. Vivien, "Boules et Châteaux de cristal : détecteurs et multicompteurs γ 4π ", Ecole Joliot-Curie, 1983, p. 119.
- 11 - B. Haas, "Multicompteurs $4\pi\gamma$ de grande résolution en énergie", Ecole Joliot-Curie, 1991, p. 207.
- 12 - S. Leoni, "Study of the High-Spin Quasi-Continuum in Rotational Nuclei", Thèse de doctorat, Université de Milan, 1992.
- 13 - A. Lopez Martens et al., communication privée.
- 14 - B. Jackel et al., Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res., A261(1987) 543-548.
- 15 - R. Vanin et al., Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res., A284 (1989) 452-458.
- 16 - D.C. Radford, Proc. of Int. Conf. of Nuclear Structure at high angular momentum, Ottawa, 1992, AECL 10613 p. 403.
- 17 - P. Twin, Phys. Rev. Lett., Vol 57 (1986) 811.
- 18 - M.A. Deleplanque et al., Phys. Rev. Lett., Vol.45 N°3 (1980).
- 19 - G. Palameta et al., Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res., A234 (1985) 476-478.
- 20 - D.C. Radford et al., Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res., A258 (1987) 111-118.

- 21 - T. Lauritsen, communication privée.
- 22 - H. Sergolle, "Structure Nucléaire à Haut Spin et très Haut Spin", Ecole Joliot-Curie, 1983, p. 41.
- 23 - B. Herskind et al., Prog. Part. Phys. 28 (1992) 235.
- 24 - B. Herskind et al., Phys. Rev. Lett. Vol68 (1992) 3008.
- 25 - F. Hannachi et al., Nucl. Phys. A557 (1993) 75c-82c.
- 26 - B. Herskind et al., Phys. Lett. B276 (1992) 4.
- 27 - J.A. Kuehner et al, Proc. of Int. Conf. of Nuclear Structure at high angular momentum, Ottawa, 1992, AECL 10613 p. 413.
- 28 - S. Flibotte et al., Nucl. Instr. and Meth., A 320 (1992) 325.
- 29 - I. Deloncle et al., communication privée.
- 30 - W. Urban, EUROGAM Data Analysis Meeting, C.S.N.S.M. Orsay, 1991.
D. Santos, EUROGAM Data Analysis Meeting, C.S.N.S.M. Orsay, 1991.

RÉFLEXIONS SUR UN DETECTEUR 4II POUR ELFE

Guy Fournier

C.E.A./DSM/DAPNIA, Service de Physique Nucléaire,
Orme des Merisiers, C.E. de Saclay,
91191 Gif/Yvette Cedex

RESUMÉ: Dans le cadre du projet ELFE¹⁾ (Electron Laboratory For Europe), des études préliminaires ont été menées afin de définir les détecteurs qui permettront de couvrir le programme de physique sur cette machine. Dans cet exposé, des éléments de choix et les contraintes expérimentales seront discutés. Après la description des bruits de fond et des événements physiques, les propriétés géométriques et magnétiques du détecteur qui sont requises seront analysées.

ABSTRACT: For the ELFE project (Electron Laboratory For Europe), preliminary studies have been done to define the required detectors to do the physics program on this accelerator. In this talk, the experimental constraints and the proposed choices will be discussed. After background and experimental events presentation, the needed geometrical and magnetic properties of the detector will be described.

I INTRODUCTION.

La conception d'un détecteur de grand angle solide est guidée avant tout par les besoins des expériences que l'on souhaite réaliser avec: il s'en suit une grande diversité dans les choix effectués tant au niveau des parties sensibles au passage des particules qu'à la forme elle-même. Le but de ce cours n'est pas de faire un catalogue qui serait de toute façon incomplet, mais plutôt de prendre un exemple concret et de suivre le chemin des différentes contraintes qui conduisent finalement à lever les bonnes options. Pour ce faire, il faut d'abord écrire le cahier des charges du projet en fonction des expériences de physique et des conditions de faisceau, de cible et de bruit de fond. A la fin de l'étude, ce cahier sera confronté aux propriétés présumées du projet ainsi obtenu. En général, ce genre de détecteur est composé d'un certain nombre de sous-ensembles, disposés en couches autour du faisceau et de la cible; puisque l'école Joliot-Curie 94 est consacrée aux techniques de détections, dans ce cours nous ne reviendrons pas dans le détail du fonctionnement de chaque couche et nous renvoyons aux différents cours spécialisés de cette année et aussi à ceux de l'école 1988.

Le détecteur qui va être pris comme exemple est issu du projet ELFE, il s'agit d'une étude préliminaire qui présente l'avantage d'être encore au stade d'évaluation et où les choix ne sont pas définitivement fixés, laissant ainsi la discussion très ouverte. Les conditions particulières liées à la sonde électromagnétique et aux expériences sur cible fixe en font un sujet original par rapport aux 4 π qui existent sur les collisionneurs symétriques dans la même gamme d'énergie.

Le programme de ELFE demande une luminosité élevée en raison de la faible probabilité des processus exclusifs qui sont à étudier. La résolution en énergie doit être suffisante pour assurer l'identification de l'état final et un grand cycle utile est nécessaire pour étudier les expériences de coïncidence. Les performances de l'accélérateur sont résumées dans le tableau de la figure 1.

Energie maximum	15 - 30 GeV
Résolution en énergie	$3 \cdot 10^{-4}$ à 15 GeV; 10^{-3} à 30 GeV
Cycle utile	100%
Courant	10 à 50 μA
Polarisation	>80%

Figure 1 Paramètre de l'accélérateur de ELFE.

II Rédaction du cahier des charges.

Il est constitué d'un certain nombre de contraintes qui, par suite de compromis fixeront les performances à atteindre et les méthodes les plus appropriées.

1. Contraintes de la physique.

liées au programme de recherche:

- réactions mises en jeu: les types de particules et leurs propriétés vis vis de la détection.
- observables à mesurer: les domaines et les variables cinématiques, les précisions requises.

liées aux bruits de fond:

- produits par des réactions concurrentes et difficiles à séparer cinématiquement
- événements de bruits de fond donnant des taux de comptage élevés

2. Contraintes "amont".

- les propriétés du faisceau incident
- les propriétés de la cible

3. Contraintes "externes".

- l'état de l'art des techniques expérimentales
- les conditions budgétaires et la durée considérée comme raisonnable pour les prises de données.

II.1 Rappels sur la diffusion d'électrons.

Du point de vue pratique, la diffusion d'un électron sur un nucléon cible peut être décomposée en un vertex leptonique où figure l'électron incident d'énergie E , l'électron diffusé d'énergie E' à l'angle θ et le photon virtuel échangé et en un vertex hadronique où le photon virtuel interagit avec la cible (figure 2). Les variables cinématiques clefs sont le quadrimoment du photon

$$q^2 = -Q^2 = -4EE' \sin^2 \frac{\theta}{2}$$

qui accorde la résolution spatiale de la sonde ($1 \text{ GeV} \simeq 1 \text{ fm}$ taille du nucléon) et $\nu = E - E'$ l'énergie du photon qui accorde l'énergie transférée au système. En jouant sur E , E' et θ , on peut faire varier indépendamment Q^2 et ν , d'où l'importance pour le détecteur de couvrir le bon domaine cinématique pour l'électron. La figure 3 résume la situation pour un électron incident de 15 GeV. En détectant des électrons entre quelques degrés et 30÷40 degrés, avec des énergies de quelques GeV jusqu'à l'énergie du faisceau, des Q^2 de quelques GeV/c^2 peuvent être atteints, ce qui correspond au domaine fixé pour le programme de ELFE.

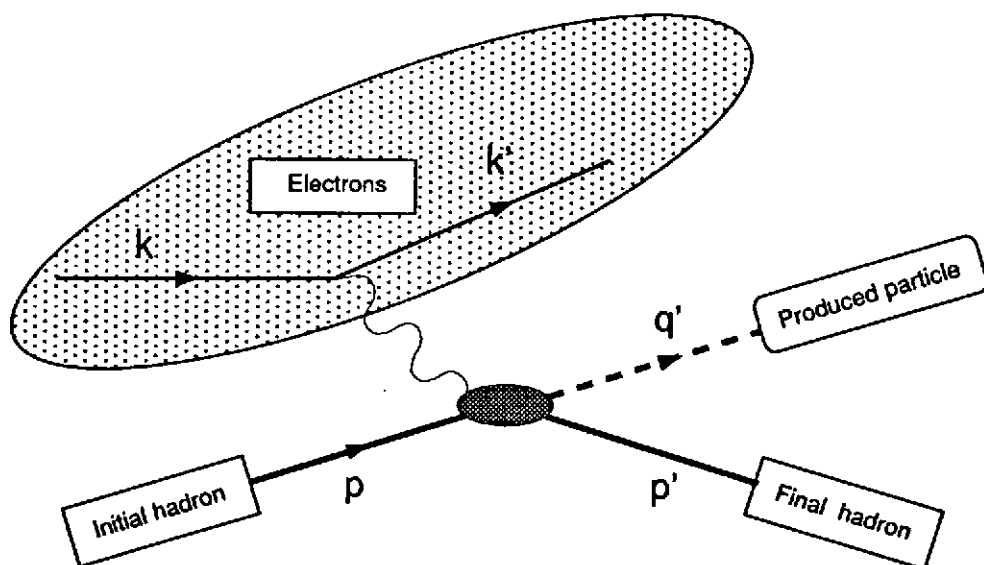
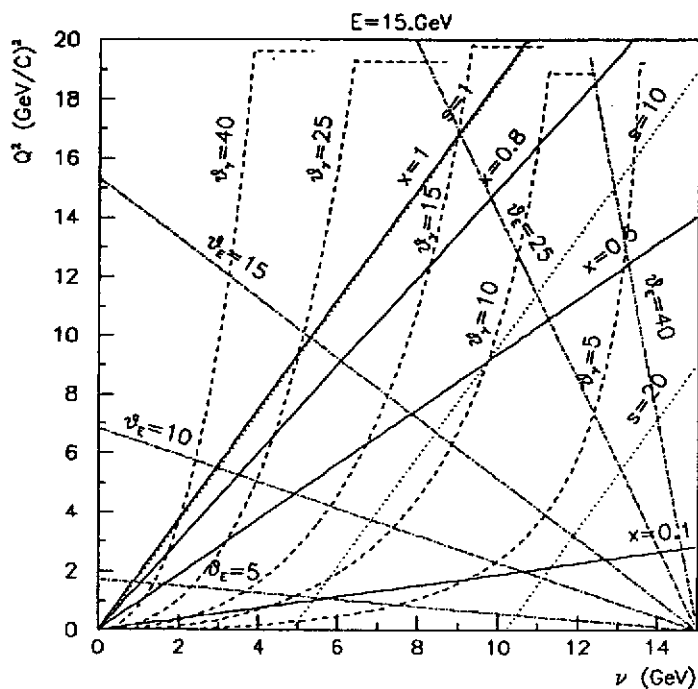


Figure 2 Graphe de la diffusion d'électron.

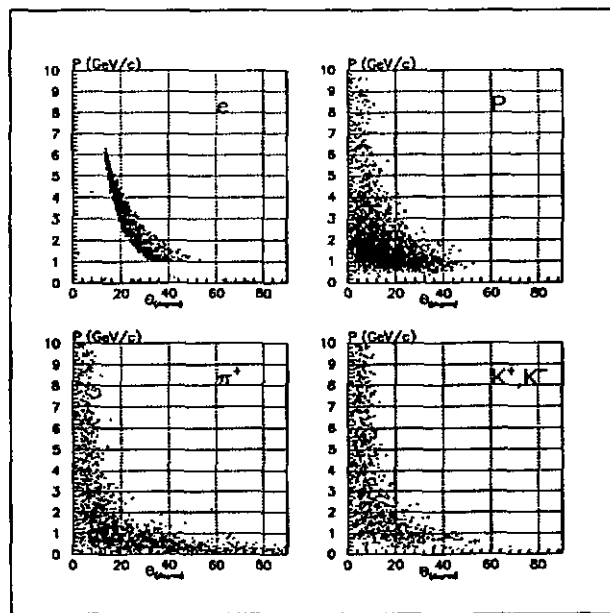
Figure 3 Courbes d'égale valeur pour l'angle de diffusion de l'électron, l'angle du photon virtuel, X et Q^2 dans le plan (Q^2, ν)

II.2 Evénements typiques à détecter.

Le tableau 4 résume les événements intéressants en fonction de leur multiplicité. Le nombre maximum de particules dépasse rarement une dizaine et une bonne partie du programme consiste à détecter 4 à 5 particules. Les particules finales vues par les détecteurs, qui doivent être identifiées et dont les paramètres cinématiques doivent être mesurés sont: les électrons, les muons, les pions,

Quelques réactions typiques dont l'étude est envisagée sur ELFE	multiplicité
$A(e, e' p) A-1 ; p(e, e' p)$	2
$p(e, e' p y)$ avec $y = \gamma, \pi, \dots$	3
$p(e, e' p y)$ avec $y = \phi(\text{en } k^+, k^-), j/\psi(\text{en } \mu^+, \mu^-)$	4
$p(e, e' p X) Y$ avec X et $Y = p, n, \pi, k, \gamma, \dots$	~10

Figure 4 Tableau des types d'événements.

Figure 5 Domaines cinématiques des e, p, π , k produits.

les kaons, les protons (neutrons) et les photons. Sur la figure 5, un exemple typique de domaine cinématique est montré pour certains. La conclusion évidente est la nécessité d'aller à petit angle (quelques degrés) et que, au-delà de 80_90, degrés les comptages deviennent très modestes; seule une étude au cas par cas permettra de fournir des contraintes précises, et nous ne pouvons les traiter dans ce cours.

II.3 Résolution en impulsion et en angle.

A l'aide d'un cas simple, essayons de déterminer quelle est la résolution nécessaire, en angle et en impulsion, pour assurer l'exclusivité d'une réaction: prenons comme exemple la diffusion $A(e, e' p) A^*$, où A peut être un noyau cible ou un proton et A^* qui n'est pas détecté peut être respectivement un noyau résiduel $A-1$ ou une particule produite.

- (1) $1 + 2 \rightarrow 3 + 4 + 5$
- (2) $e + p \rightarrow e' + p' + \gamma$
- (3) $e + p \rightarrow e' + p' + \pi^0$
- (4) $e + A \rightarrow e' + p' + A-1$

L'idée, pour s'assurer de l'exclusivité de la réaction, est de reconstruire le carré de la masse de la particule manquante; grossièrement l'erreur au carré sur cette valeur peut s'écrire (pour plus de détail

on peut se reporter au cours de P. Vernin à Joliot-Curie 1992):

$$[\Delta(M_5^2)]^2 \simeq 4 E_5^2 \sum_{i=1,3,5} p_i^2 \left[\left(\frac{\Delta p_i}{p_i} \right)^2 + \Delta \theta_i^2 \right]^2$$

Les erreurs de mesure des impulsions et des angles ont le même poids; en prenant: $\frac{\Delta p}{p} \simeq \Delta \theta \simeq 10^{-2}$ et $p \simeq 2 \div 3 \text{ GeV}$ on aboutit dans le cas où la particule manquante est un photon ou un π^0 :

$$\Delta(M_5^2) \simeq 0.1 \text{ GeV}^2$$

à comparer à la masse carré du π^0

$$M_{\pi^0}^2 \simeq 0,02 \text{ GeV}^2$$

La conclusion est: par la reconstruction de la masse manquante il n'est pas possible de séparer les réactions (2) et (3). La détection des photons devient indispensable pour les séparer!

Lorsque la particule manquante est un noyau (4), l'erreur sur la masse manquante est

$$\Delta M_5 \simeq 30 \text{ MeV}$$

comparée à la masse du pion (140 MeV), il est possible d'affirmer que la particule non détectée est bien une collection de A-1 nucléons sans production de pions. Dans ce cas l'exclusivité de la réaction (4) est bien assurée.

II.4 Luminosité

Définition.

Dans le cas d'expérience de diffusion d'un faisceau sur une cible fixe, la luminosité est définie comme le produit du nombre de centres diffuseurs (par unité de surface) par le nombre de particules incidentes (par unité de temps):

$$L = \frac{e \times (N + Z) \times N_A \times I}{A \times q}$$

e : épaisseur de la cible

N_A : nombre d'Avogadro

q : charge de l'électron

Z, A, N : respectivement numéro et masse atomique, nombre de neutrons de la cible

I : intensité du courant d'électrons

$$L(\text{nucleon.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}) \simeq 3.76 \cdot 10^{34} \times e(\text{g.cm}^{-2}) \times I(\mu\text{A})$$

Avec cette définition, pour une section efficace et un angle solide donnés, le taux de comptage par seconde s'écrit:

$$R = L \int_{\Delta\Omega} \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega$$

Dans le cas de ELFE, les processus à étudier ont des sections efficaces faibles, pour compenser on a besoin de luminosités élevées:

- avec un détecteur 4π : 10^{34} à 10^{36} (nucléons.cm⁻².s⁻¹)
- avec des spectromètres: 10^{38} (nucléons.cm⁻².s⁻¹). Ce qui peut être obtenu avec une cible de 10cm d'hydrogène liquide et un faisceau de 40 μA par exemple.

Remarque à propos de l'épaisseur de cible.

Contrairement aux apparences, alors que faisceau et cible jouent un rôle symétrique dans le calcul de la luminosité, lorsqu'on veut calculer un taux de comptage (par exemple dû à la photoproduction de pions) deux sources rentrent en compétition: la partie produite par les photons virtuels est linéaire en épaisseur de cible et celle par les photons réels est quadratique; on voit que si la première est le sujet à étudier et la deuxième le bruit de fond, il vaut mieux une cible mince et un courant élevé pour maximiser la luminosité et par suite le rapport signal sur bruit.

11.5 Cycle utile.

Structure en temps du faisceau.

Le cycle utile d'un accélérateur est le taux de présence du faisceau. Sa valeur dépend de la structure en temps de l'accélérateur et de la résolution temporelle des détecteurs. Pour les accélérateurs d'électrons de luminosité élevée, actuels ou futurs, on distingue:

- la microstructure qui est directement donnée par la fréquence des ondes HF qui alimentent les cavités accélératrices, soit en général quelques GHz. Les électrons sont regroupés par rapport à cette onde dans des paquets de largeur de l'ordre du degré de phase, soit quelques picosecondes (figure 6). Pour des détecteurs dont la résolution en temps est supérieure à la nanoseconde, le faisceau est alors vu comme continu.
- la macrostructure est composée d'une succession (fréquence f) de temps de présence (t) et d'absence de l'onde accélératrice, respectivement quelques microsecondes et quelques millisecondes (figure 7). C'est le cas des accélérateurs linéaires d'électrons construits dans les années 60-70, basés sur des cavités accélératrices en cuivre où les pertes par effet Joule empêchent de maintenir trop longtemps la présence de la HF. Dans le cas des machines supraconductrices, cette difficulté est supprimée, la HF est présente tout le temps, il n'y a pas de macrostructure.

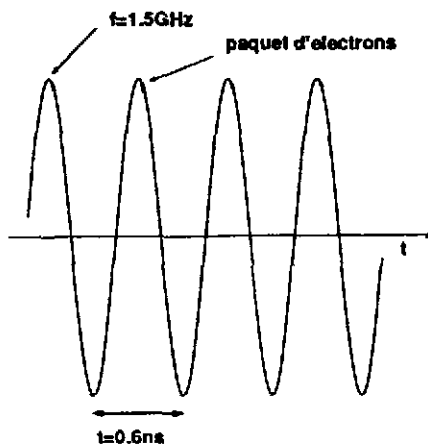


Figure 6 Microstructure du faisceau.

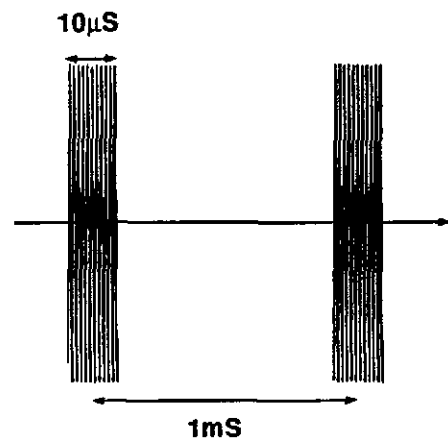


Figure 7 Macrostructure du faisceau.

Le cycle utile C_y s'exprime comme le produit $f.t$, le tableau 8 donne quelques exemples d'accélérateurs linéaires d'électrons.

Effet du cycle utile sur la précision statistique.

Dans les expériences de coïncidences, on demande la simultanéité de détection de particules pour

	E_f max (GeV)	Cycle utile (%)	micro structure HF (GHz)	macro structure (Hz)	macro structure durée (μ S)
ALS (Saclay, arrêtée en 1990)	0.72	0.5-2	3.	500-3000	3-20
SLAC (USA) (upgrade 1995)	29. 50.	0.024 0.0012		120 120	2. .1
Cebaf (USA, 1er faisceau 1994)	4.-6.	100	1.5	non	non
Projet ELFE	15.-30.	100	1.3	non	non

Figure 8 Quelques exemples de machines à électrons.

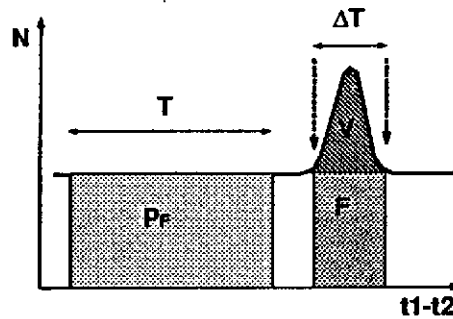


Figure 9 Histogramme caractéristique du temps de vol entre 2 particules en coïncidence.

signer une réaction. Cette simultanéité est définie par un temps malheureusement non nul ΔT qui est imposé par les détecteurs; aussi la présence de bruit de fond important peut générer de fausses coïncidences. Dans ce cas pour obtenir le nombre de "vrais" événements V il faut soustraire les "fortuits" F au "mesurés" M . Comme exemple considérons le cas d'une réaction à 2 particules en coïncidence et évaluons les différents comptages attendus pendant une durée t . On peut écrire:

- le nombre de "vrais" événements, de section efficace σ_V , dans un angle solide $\Delta\Omega_V$

$$V = L \Delta\Omega_V \sigma_V t$$

- le nombre de "fortuits" composés par 2 sources, de sections efficaces $\sigma_1 \sigma_2$, dans des angles solides respectifs $\Delta\Omega_1 \Delta\Omega_2$,

$$F = \frac{L^2}{C_y} \Delta\Omega_1 \sigma_1 \Delta\Omega_2 \sigma_2 \Delta T$$

- le rapport "vrais"/"fortuits"

$$S = \frac{\sigma_V C_y}{L \sigma_1 \sigma_2 \Delta T}$$

- et le nombre de "mesurés"

$$M = V + F$$

Dans la pratique, en construisant l'histogramme des temps d'arrivée des 2 particules dans les détecteurs on obtient la figure 9. Le plateau correspond au événements aléatoires, en prenant une tranche T

de celui-ci suffisamment grande, le nombre de "fortuits" par unité de temps $\frac{P_F}{T}$ est connu avec une précision $\sqrt{P_F}$ bien meilleure que celle recherchée pour les "vrais", par suite on peut négliger cette erreur. Le pic est formé par l'accumulation des "vrais", une tranche ΔT , limitée au plus juste à ce pic, inclut M "mesurés", sans discernement possible entre "vrais" et "fortuits". Le nombre de "vrais" mesurés est donc donné par:

$$V_M = M - \frac{P_F}{T} \Delta T$$

Si l'on néglige l'erreur statistique sur P_F , l'erreur relative σ_r sur le nombre de "vrais" est:

$$\sigma_r = \frac{\sqrt{M}}{V}$$

soit en reprenant notre évaluation:

$$\sigma_r = \frac{\sqrt{1 + \frac{1}{S}}}{V}$$

Pour une durée t , si S est grand devant 1, on voit que σ_r diminue si la luminosité L augmente; mais il faut faire attention que S lui décroît quand L augmente, par suite lorsque S devient inférieur à 1, seule l'augmentation du cycle utile permet de réduire σ_r puisque S croît avec le cycle utile. C'est pourquoi, la valeur du cycle utile est une caractéristique essentielle des accélérateurs d'électrons destinés aux expériences de coïncidence.

II.6 Les bruits de fonds.

Le rayonnement de freinage.

Ce rayonnement, produit dans le champ électrique des noyaux, est fortement piqué à l'avant

$$\theta_\gamma \simeq \frac{m_e}{E_f} \ll 1(\text{mr})$$

et en tant que tel ne présente pas de problème puisque les photons émis restent dans la direction du faisceau d'électrons. En fait, ces photons vont interagir dans la cible, via les réactions de photoproduction, c'est l'origine du bruit de fond hadronique. En première approximation et pour des énergies de faisceau E_f supérieures à quelques centaines de MeV, le nombre de photons d'énergie k émis par électron traversant une cible de L_r longueur de radiation s'écrit:

$$N_\gamma \simeq \int_{k_{\min}}^{E_f} \frac{L_r}{k} dk$$

Si x est l'épaisseur de cible en g/cm^2 ,

$$L_r \simeq x(\text{g/cm}^2) 5.6 \cdot 10^{-3} (\text{cm}^2) \frac{Z^2 + Z}{A(\text{g})}$$

Le terme en Z^2 provient du noyau vu comme une charge ponctuelle Z et le terme en Z représente les Z électrons vus individuellement.

Le bruit de fond hadronique.

La figure 10 montre la section efficace d'absorption totale de photons sur le deuton. Intégrée sur le spectre de rayonnement de freinage, la section efficace de production de hadrons vaut:

$$\int_{k_{min}}^{E_f} \frac{L_r}{k} \sigma(k) dk \simeq 60 \mu b$$

Ainsi le nombre d'événements de bruit de fond pour une luminosité $L = 10^{34} (\text{nucleon.cm}^{-2}\text{s}^{-1})$ peut être estimé à $6 \cdot 10^5$. A titre d'exemple, la figure 11 montre les distributions des pions produits. On constate qu'un large domaine angulaire est ainsi arrosé et par conséquent, cette source de bruit doit être prise en compte dans la conception du détecteur.

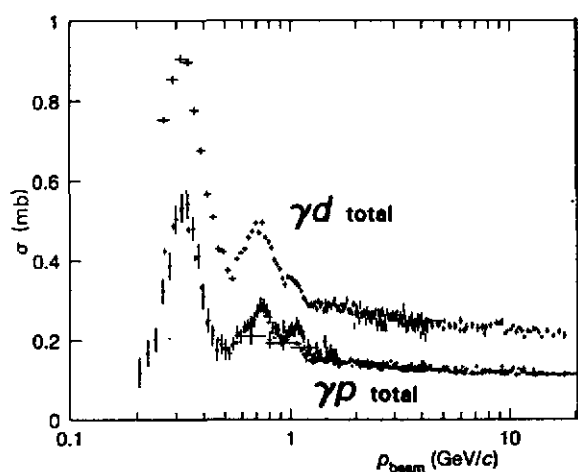


Figure 10 Section efficace totale d'absorption de photons sur le proton et le deuton²⁾.

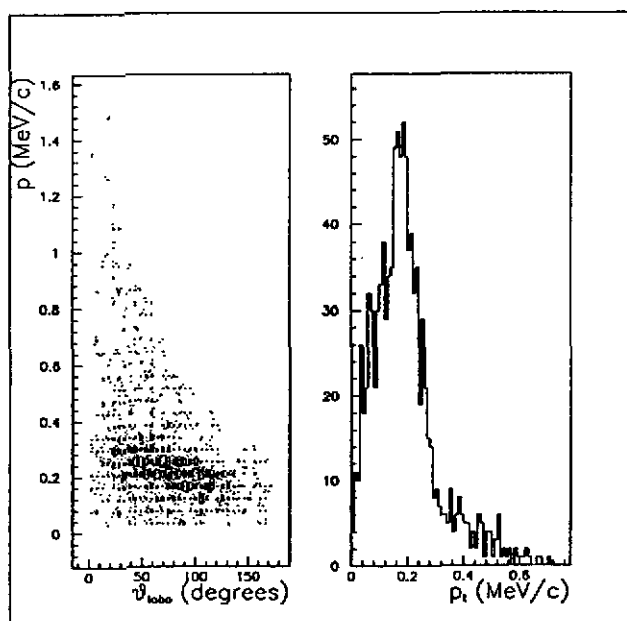


Figure 11 Distribution des pions produits.

La diffusion Moller.

C'est la diffusion des électrons du faisceau sur les électrons atomiques de la cible: la section efficace est grande:

$$\sigma_M \simeq \frac{r_0^2}{\cos^3 \theta} \simeq \frac{78(\text{mb})}{\cos^3 \theta}$$

La figure 12 montre comment varie cette section efficace et quelle est l'énergie de l'électron diffusé en fonction de l'angle de diffusion. Pour $L = 10^{34} (\text{n.cm}^{-2}\text{s}^{-1})$, entre 1 et 50 degrés, $3.5 \cdot 10^9$ électrons d'au moins 1MeV sont diffusés, ce qui est colossal! A cela s'ajoute le rayonnement interne de ces électrons dans leur champ mutuel dont la section efficace différentielle s'écrit approximativement:

$$\frac{d^2\sigma_\gamma}{d\Omega dk} \simeq \frac{\alpha}{\pi} \left[\ln \frac{2E}{m_e} - 1 \right] \frac{\sigma_M}{k} < 0.023 \frac{\sigma_M}{k}$$

Cette section efficace pour différentes valeurs de l'énergie minimum des photons émis est présentée sur la figure 13. Pour $k_{min} > 10 \text{ keV}$, entre 1 et 90 degrés, $4 \cdot 10^9$ photons sont émis. C'est une contrainte très importante pour les détecteurs.

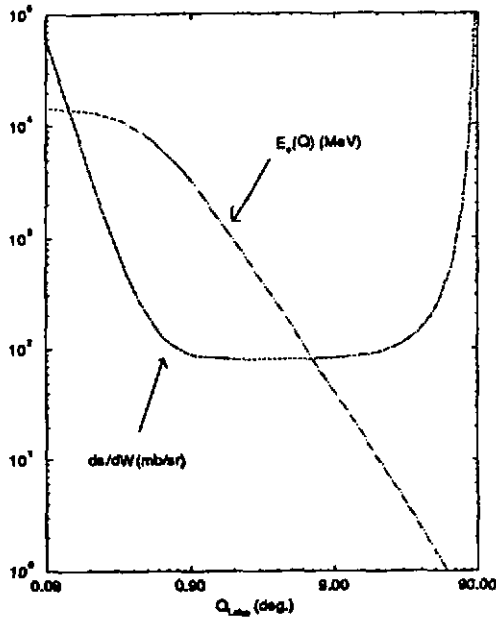


Figure 12 Diffusion Moller pour un faisceau d'électrons de 15GeV sur l'atome d'hydrogène: section efficace en $\text{mb}\cdot\text{sr}^{-1}$ et énergie de l'électron diffusé en fonction de l'angle de diffusion dans le laboratoire.

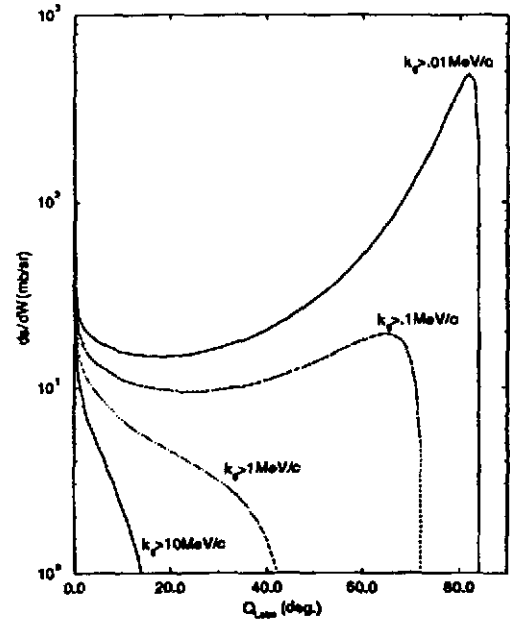


Figure 13 Section efficace radiative Moller intégrée pour des photons émis de k_γ à l'énergie de l'électron diffusé en fonction de l'angle de diffusion dans le laboratoire ($E_e=15\text{GeV}$).

II.7 Le cahier des charges simplifié.

A ce stade, nous pouvons résumer dans un tableau (figure 14) les principales contraintes sur la conception du détecteur.

Acceptance en électrons	$2 < E' < 13\text{GeV}$ $5^\circ < \theta < 40^\circ$
Acceptance particules produites	$(0^\circ) < \theta_\gamma < (180^\circ)$ $(0^\circ) < \theta_{\text{chargée}} < (180^\circ)$ $0^\circ < \phi < 180^\circ$ identique en + et - $(0) < p < 10 \text{ GeV}$
Identification	$p, (n), \pi, k, \mu$
Multiplicité	2-4 à (10)
Reconstruction en masse manquante	$\Delta p/p < 10^{-2}$ $\Delta \theta < 10^{-2} \text{ rd}$
Taux à $L=10^{34} (\text{n}\cdot\text{cm}^{-2}\cdot\text{s}^{-1})$	photons = $4 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$ ($k_\gamma > 10 \text{ KeV}$) electrons = $3.5 \cdot 10^9 \text{ s}^{-1}$ hadrons = 10^6 s^{-1}

Figure 14 Cahier des charges simplifié.

III Choix du volume magnétique.

La mesure des impulsions des particules et la détermination du signe de leur charge imposent l'utilisation de champ magnétique. Ici, nous allons résumer quelques particularités de 3 géométries envisageables:

1. Un champ magnétique dipolaire placé en aval de la cible sur l'axe du faisceau: ce type de configuration vise essentiellement les angles avant (pour ce qui de la mesure des impulsions par courbure dans un champ magnétique). Il présente des avantages de simplicité et de coût, mais on peut faire un certain nombre de griefs:
 - difficulté d'avoir une couverture en angle azimutal ϕ de 0 à 180° sur une grande plage en angle polaire θ .
 - dynamique réduite en impulsion
 - sans dispositif annulant le champ magnétique autour du faisceau (plaque de fer percée d'un trou par exemple), la déviation par le champ, des électrons qui ont rayonné dans la cible (rayonnement de freinage) disperse un nombre considérable d'entre eux dans le plan perpendiculaire au champ. Par exemple, si on prend en compte ceux qui ont perdu plus de 5% de leur énergie, le nombre d'électrons qui vont être ainsi dispersés est:

$$N_e \simeq \frac{I}{q_e} t \ln \frac{1}{0.05}$$

et la puissance rayonnée:

$$P_e \simeq I t E_f \left[\ln \frac{1}{0.05} - 0,95 \right]$$

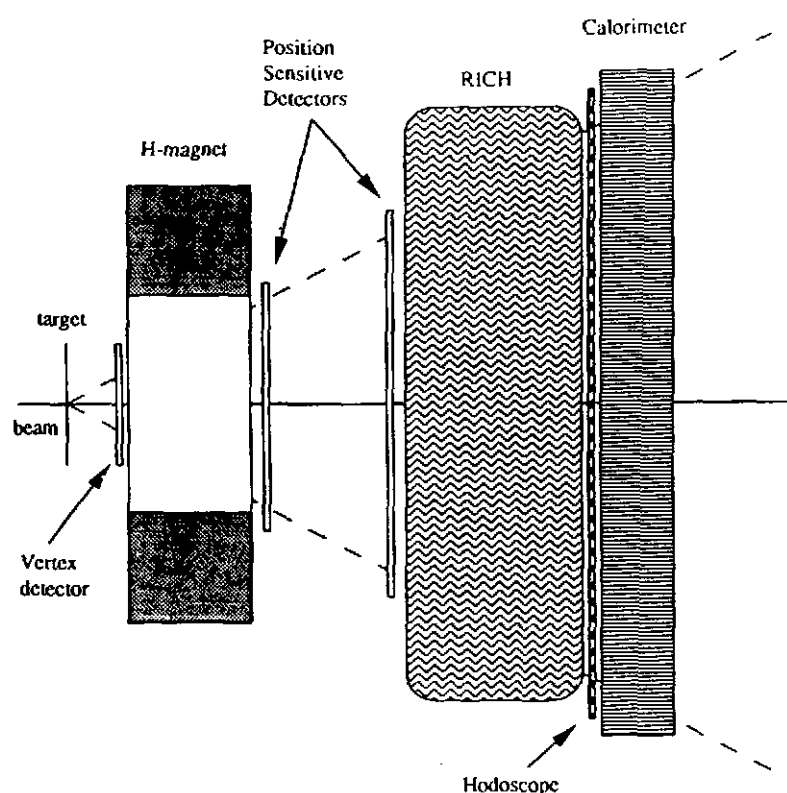
Pour une luminosité $L=10^{36}(n.cm^{-2}.s^{-1})$, soit $I=0.4\mu A$, $E_f=15GeV$, une épaisseur de cible en longueur de radiation $t=1\%$, on obtient: $N_e=7.5 \cdot 10^{10} s^{-1}$ et $P_e=120W$! L'utilisation d'un dispositif de suppression du champ autour du faisceau est obligatoire et implique une limite vers les petits angles de diffusion.

2. Un champ toroïdal placé autour de la cible et dont l'axe de révolution est le faisceau. Les 2 principaux inconvénients sont:
 - L'acceptance diffère très fortement suivant le signe de la charge des particules.
 - La difficulté d'obtenir des champs élevés en raison des contraintes mécaniques sur les structures
3. Un champ solénoïdal placé autour de la cible et dont l'axe de révolution est le faisceau. Largement utilisé sur les collisionneurs, dans le cas de cible fixe le solénoïde présente 2 inconvénients majeurs:
 - Les particules émises à petit angle sont peu analysées par le champ ce qui donne une mauvaise résolution en impulsion.
 - L'utilisation de cible polarisée perpendiculairement au faisceau pose problème.

Néanmoins, c'est la seule configuration qui assure la suppression totale des électrons Moller en les faisant spiraler dans le tube faisceau, son choix me paraît le plus judicieux mais un effort important reste à faire notamment pour ajuster sa taille.

	Dipôle	Toroïde	Solénoïde
Grande acceptance en θ	$(3^\circ) < \theta < 30^\circ$	oui	oui
Symétrie axiale	non	oui	oui
Suppression des électrons Moller	impose $\theta > 3^\circ$	mini toroïde	oui
Acceptance identique en charges + et -	oui	non	oui
Champ magnétique élevé	difficile	difficile	oui
Effet du champ magnétique sur le faisceau	oui	aucun	aucun
Cible polarisée	oui	oui	difficile

Figure 15 Résumé sur les 3 configurations de champ magnétique.

Figure 16 Vue schématique de FAST [H.P. Blok et al¹⁾]: dipôle placé en aval de la cible.

Le tableau de la figure 15 résume quelques points de la discussion.

IV Conclusion.

Nous venons de faire un tour d'horizon des principales contraintes pesant sur la conception d'un détecteur grand angle solide pour ELFE et des différents volumes magnétiques envisageables. Dans le cadre du projet ELFE, au stade des lettres d'intention, 3 configurations ont été proposées qui sont représentées sur les figures 16, 17 et 18. Puisque ces dispositifs ont été décrits en détail par ailleurs¹⁾, j'invite le lecteur à s'y reporter et je laisse le soin à chacun de vérifier s'ils respectent le cahier des charges simplifié que nous venons d'établir.

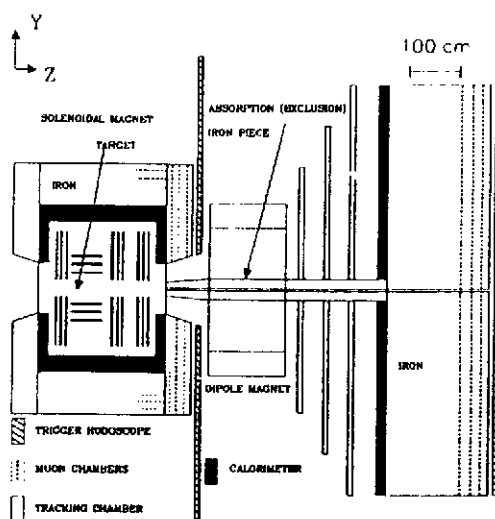


Figure 17 Vue schématique de DMS [F. Malek et al¹⁾]: solénoïde autour de la cible et dipôle en aval.

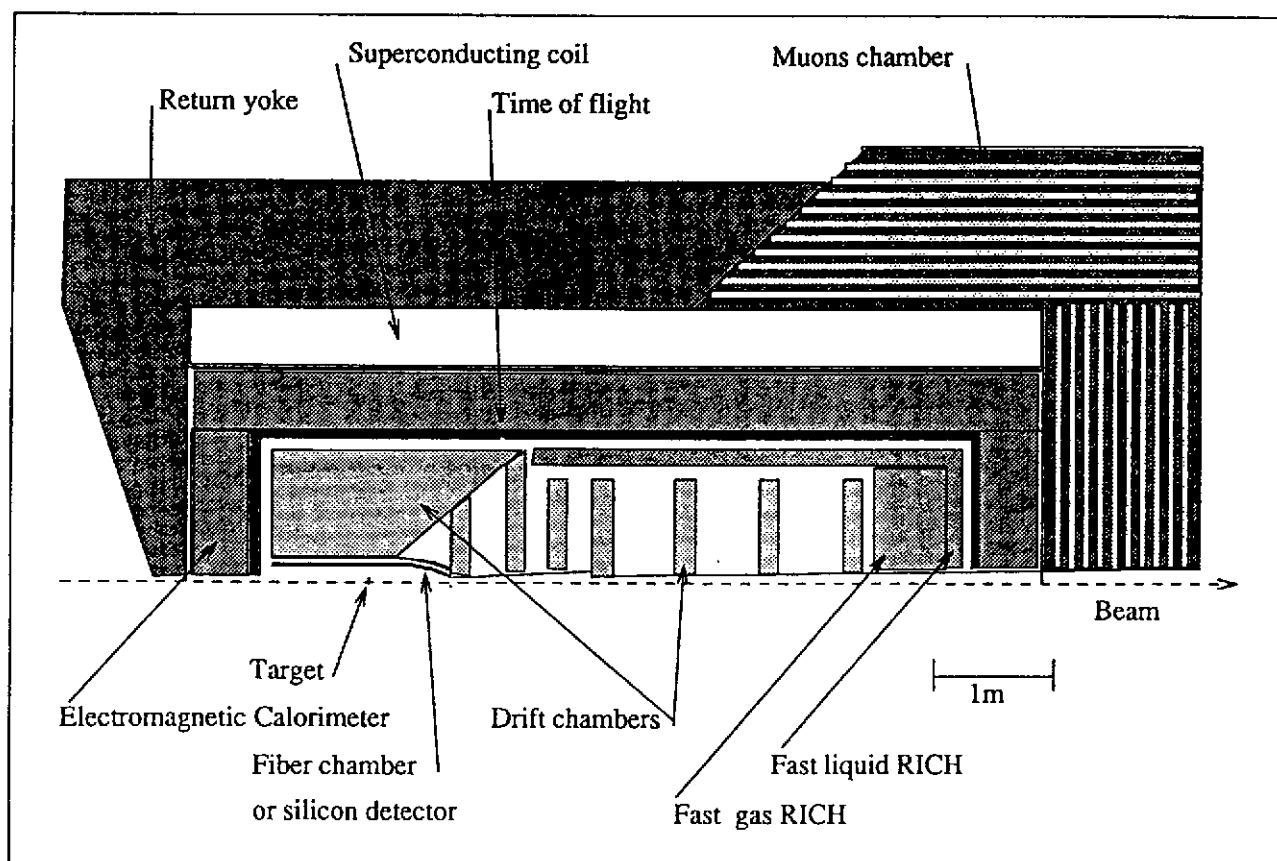
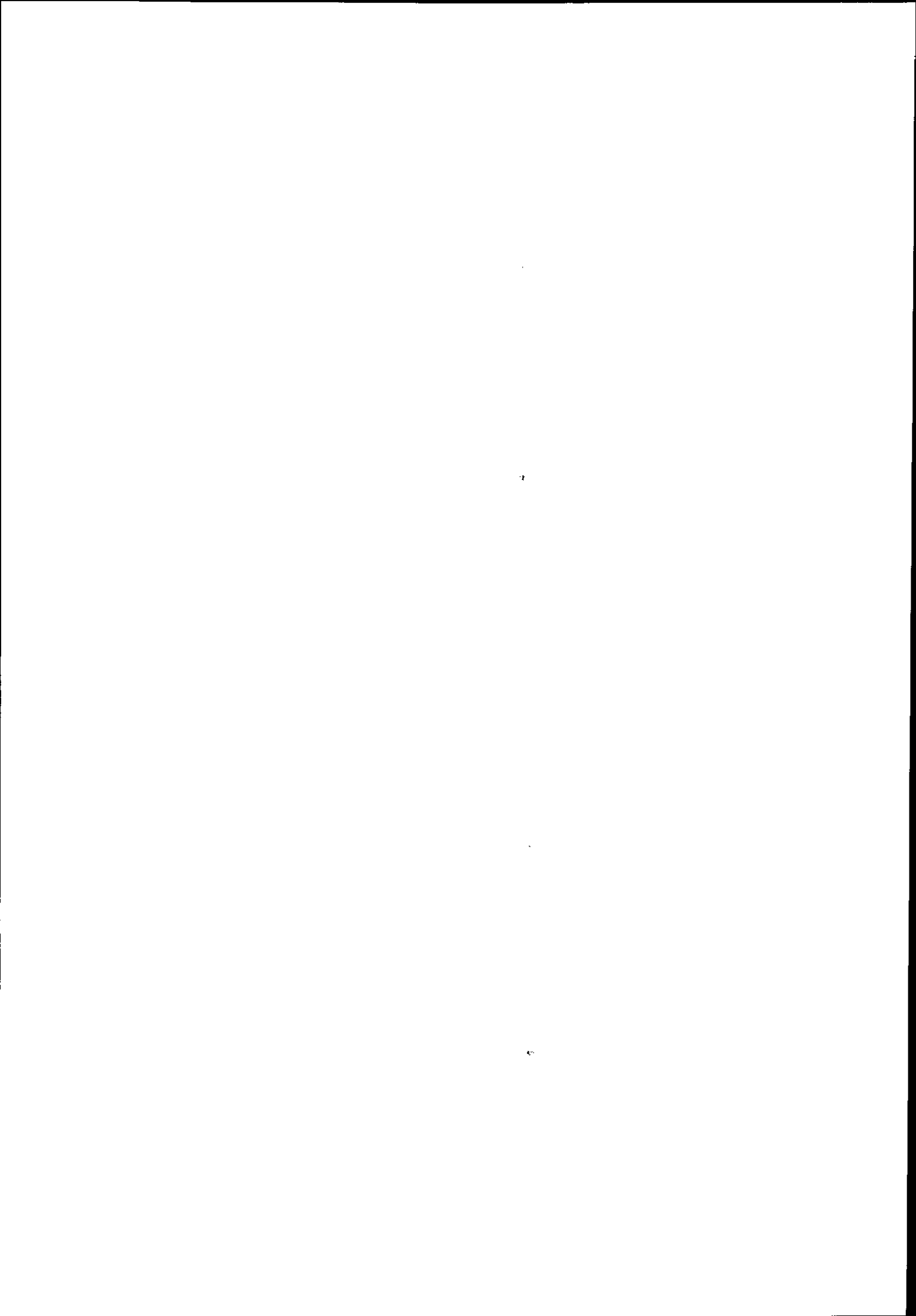


Figure 18 Vue schématique de MEMUS [P.Y. Bertin et al¹⁾]: solénoïde autour de la cible

Références:

1. The ELFE project, an Electron Laboratory For Europe, edited by J. Arvieux and E. De Sanctis, Italian Physical Society, Conference Proceedings, Vol 44.
2. Phys. Rev. D, Vol 50, N 3, p1341.



SIMULATION DES EXPERIENCES DE PHYSIQUE DES PARTICULES

Le logiciel GEANT3

Michel Maire

In2p3 - Lapp (Annecy)

BP110 F-74941 Annecy-le-vieux, France

Résumé

GEANT3 est un logiciel d'aide à la simulation sur ordinateur des expériences de physique des particules. On explique les deux principales fonctions que ce type de logiciel doit remplir : description géométrique des détecteurs et simulation des interactions particules-matière.

GEANT3 is a computer program which has been designed for the needs of Particle Physics experiments. We summarize two of the main components of such a program : the geometrical description of the detectors and the simulation of the particle-matter interactions.

1. Généralités

Les expériences de physique des particules croissent en taille et en complexité. Les simulations sur ordinateur de ces expériences deviennent essentielles pour :

- définir et optimiser les détecteurs;
- développer et tester les algorithmes de déclenchement et les programmes de reconstruction;
- interpréter les données expérimentales.

Le logiciel GEANT3 (pour **generation and tracking**, version 3) a été conçu pour aider le physicien dans de telles tâches. Ce logiciel simule le passage des particules élémentaires dans la matière en tenant compte :

- de la définition géométrique des détecteurs;
- des interactions particules-matière qui peuvent survenir lors du transport de la particule. Ces interactions sont considérées comme des phénomènes aléatoires : de manière fondamentale le programme utilise des techniques de type Monte Carlo.

Par conséquent ce programme permet :

- 1 - de décrire la géométrie d'un ensemble expérimental;
- 2 - de créer des "événements primordiaux" ou d'accepter ceux provenant de générateurs extérieurs;
- 3 - de transporter les particules dans les différentes parties de l'appareillage;
- 4 - d'enregistrer les trajectoires des particules et la réponse des détecteurs;
- 5 - de visualiser les détecteurs et les particules.

Le programme peut fonctionner soit en mode "batch", lorsque l'on veut simuler un grand nombre d'événements pour obtenir un résultat statistique significatif, soit en mode interactif lorsque l'on veut analyser et visualiser le détail de ce qui arrive dans un événement donné. Etant donné la complexité des détecteurs et des événements le programme doit donc offrir des fonctionnalités graphiques et interactives qui soient à la fois simples et puissantes.

La simulation des interactions particules-matière dans le domaine d'énergie couvert par ce logiciel (10 KeV ---> 10 TeV) n'intéresse pas seulement la physique des particules. Il existe des applications dans des activités aussi différentes que les sciences médicales, la radioprotection, l'astronautique ...

2. Le "tracking" des particules

Faire le "tracking" (je ne chercherai pas à traduire ce terme) d'une particule à travers un détecteur signifie calculer un ensemble de points (7-tuple : $x, y, z, t, p_x, p_y, p_z$) qui est appelé la trajectoire de la particule. Ceci est réalisé en intégrant les équations de mouvement d'un point de la trajectoire au suivant (on appelle ce pas d'intégration *un step*) et en appliquant les corrections à la trajectoire dues à la présence de matière.

Pour avoir une description détaillée de la cinématique de la particule, il serait nécessaire de calculer un point de la trajectoire chaque fois que l'impulsion de la particule change. Ceci n'est pas possible puisqu'il impliquerait le calcul d'une quantité énorme de points : des processus tels que la déviation d'une particule chargée dans un champ magnétique ou l'énergie perdue par ionisation sont essentiellement continus. Par conséquent on fait une distinction entre processus 'discrets' et processus 'continus'. Un processus discret est caractérisé par une probabilité d'occurrence du phénomène. Ceci définit une longueur sur laquelle la particule peut voyager librement avant que le phénomène ne se produise (voir paragraphe suivant : interactions particules-matière). Les processus continus, quant à eux, sont pris en compte systématiquement à chaque step.

On peut diviser le tracking d'une particule sur un step en trois phases : la première phase est l'estimation *a priori* de la longueur du step à venir. Ceci est effectué automatiquement par le programme. Pour une particule d'énergie donnée la dimension du step dépend d'abord de ses propriétés intrinsèques (masse, charge, durée de vie) et des caractéristiques du milieu ambiant. Cette dépendance peut être due soit aux processus (quasi)continus qui imposent une limite supérieure à l'intervalle d'intégration, soit à l'occurrence d'un processus discret qui introduit une discontinuité dans la trajectoire. En plus des effets physiques il y a des contraintes de nature géométrique : la longueur du step est limité par la distance à la frontière du milieu ambiant.

En définitive la longueur d'un step est contrainte par un ensemble de conditions qui sont, par défaut, définis automatiquement (mais que l'utilisateur peut optimiser) tels que :

- les probabilités des processus discrets,
- la distance à la frontière,
- la déflexion maximum autorisée dans un champ magnétique,
- la fraction maximum d'énergie perdue sur un step,
- la précision sur la longueur du step lors de la traversée d'une frontière.
- ...etc...

Deuxième phase : lorsque la dimension du step a été décidée on transporte la particule, c'est-à-dire que l'on intègre les équations de mouvement sur ce step. Ce transport est simplement une droite pour une particule neutre, ou en l'absence de champ. C'est une hélice dans un champ magnétique uniforme; si le champ n'est pas uniforme, l'utilisateur doit fournir la carte du champ, et la trajectoire est calculée par une méthode de type Runge Kutta.

Troisième phase : à la fin du transport sur le step, le mécanisme discret éventuel qui a déterminé la longueur de ce step est simulé (par exemple l'émission d'un photon de rayonnement de freinage par un électron : le photon est créé), et les corrections à la trajectoire dues aux processus continus sont appliquées : énergie perdue par ionisation, diffusion Coulombienne multiple. Les particules éventuellement créées sont placées dans une file d'attente en vue d'un tracking ultérieur.

On voit donc que le déroulement du programme est intrinsèquement séquentiel, en ce sens que les particules sont traitées une à une, et step par step.

3. Les interactions particules - matière.

On doit prendre en compte toutes les interactions particules-matière depuis 10 KeV jusqu'à 10 TeV. Ce domaine d'énergie correspond aux besoins actuels de la physique des particules. Pour les électrons et les photons il est souhaitable de descendre en dessous de 10 KeV dans les milieux peu denses tels que les gaz; ceci est en cours de développement. Pour ce qui concerne les interactions hadroniques la coupure inférieure est en fait de l'ordre de la dizaine de MeV.

• Les Processus de physique

On a listé ci-dessous les phénomènes (on dit processus) qui sont actuellement simulés par le programme, en les classant suivant la nature de la particule incidente : photon, électron, muon, tous les hadrons.

- Photons
 - création de paire électron/positon
 - collision Compton
 - effet photo électrique
 - diffusion Rayleigh (option)
 - photo fission des éléments lourds
- Electrons / Positons
 - diffusion multiple (Molière)
 - ionisation et production de 'rayons delta'
 - rayonnement de freinage (bremsstrahlung)
 - annihilation des positons
 - photons Cerenkov
 - rayonnement synchrotron
- Muons
 - diffusion multiple (Molière)
 - ionisation et production de 'rayons delta'
 - désintégration en vol
 - rayonnement de freinage (bremsstrahlung)
 - création directe de paire électron/positon
 - interactions nucléaires
 - photons Cerenkov
- Hadrons
 - diffusion multiple (Molière)
 - ionisation et production de 'rayons delta'
 - désintégration en vol
 - interactions hadroniques
 - photons Cerenkov
- Ions lourds
 - diffusion multiple (Molière)
 - ionisation et production de 'rayons delta'
 - interactions hadroniques
 - photons Cerenkov

Comme il a été indiqué dans le paragraphe précédent on distingue les processus discrets et les processus quasi continus (diffusion multiple et ionisation).

• Simulation des processus discrets

Simuler un tel processus signifie : - évaluer la probabilité d'occurrence du phénomène;
- s'il se produit, calculer l'état final qui en résulte.

Tous les processus discrets obéissent au même schéma général que nous allons exposer maintenant.

La section efficace totale d'un processus donné est généralement fonction de l'énergie de la particule incidente et des caractéristiques de l'atome cible, c'est à dire du milieu ambiant : $\sigma(E, Z, A)$.

Désignons par N le nombre d'Avogadro et ρ la densité du milieu. La quantité $\eta = (N \cdot \rho \cdot \sigma / A)$ est la section efficace totale macroscopique du phénomène dans ce milieu. Elle est homogène à l'inverse d'une longueur (cm^{-1}), et peut être interprétée comme la probabilité d'interaction par unité de longueur (de ce processus dans ce milieu). La distance que parcourt une particule depuis sa création jusqu'à son point d'interaction est une variable aléatoire, ℓ , de densité de probabilité :

$$f(\ell) = \eta \exp(-\eta \ell)$$

Par conséquent $\lambda = \eta^{-1}$ est le libre parcours moyen associé au processus considéré. Lorsqu'une particule est créée on peut choisir ℓ suivant la formule $\ell = -\lambda \text{Log}(r)$ où r est un nombre aléatoire de densité uniforme sur $[0, 1]$.

Ceci est correct dans un milieu homogène infini. Mais λ et ℓ dépendent du milieu et, donc, changent de valeur lorsque la particule passe une frontière. On définit donc le 'nombre de libre parcours moyen'

$$n_\lambda = \ell / \lambda$$

C'est une variable aléatoire *indépendante* du milieu matériel, de densité de probabilité $f(n_\lambda) = \exp(-n_\lambda)$. C'est ce nombre que l'on fixe à la naissance de la particule : $n_\lambda = -\text{Log}(r)$.

Lorsque la particule décrit sa trajectoire on décompte le nombre de libre parcours moyen déjà parcourus : $n_\lambda' = n_\lambda - (\simeq/\lambda_i)$, où \simeq est le step qui vient d'être effectué et λ_i le libre parcours moyen dans le milieu matériel actuel.

Le parcours potentiel restant avant interaction est donc $\ell = n_\lambda' \cdot \lambda_i$, qui servira à évaluer le prochain step de la trajectoire. On procède ainsi indépendamment pour chaque mécanisme concurrentiel que la particule est susceptible de subir, et le prochain step effectif sera le minimum de tous les parcours potentiels possible (et des contraintes de géométrie).

Il y a lieu d'éviter de recalculer λ à chaque step. Cette quantité est donc stockée pour chaque milieu, comme une fonction de l'énergie de la particule incidente. On procède ensuite par interpolation dans ces tables. Sur la figure 3 on montre la structure d'une telle banque de données. On peut faire l'histogramme de ces sections efficaces : voir un exemple sur la figure 4.

Lorsque $n_\lambda = 0$ on déclenche le processus, c'est à dire que l'on calcule l'état final qui résulte du phénomène. Les variables cinématiques qui définissent cet état final sont choisies de façon aléatoire, la densité de probabilité étant donnée par la section efficace différentielle du phénomène. Les formules sont généralement assez compliquées, et le ou les tirages aléatoires se font selon une technique "d'acceptation - rejection". Voir le manuel Geant, article PHYS 211, pour une explication de cette méthode.

La figure 5 montre un électron de 200 MeV entrant dans un bloc d'Aluminium de 10 cm (longueur de radiation : 9 cm). Un champ magnétique uniforme de 5 Tesla est perpendiculaire au plan de la feuille. Les particules sont suivies jusqu'à 10 KeV. Les photons de rayonnement de freinage, les créations de paires, les diffusions Compton sont bien visibles : on a le début d'une gerbe électromagnétique. Sur la figure 10 un électron de 10 GeV déclenche une gerbe dans 60 cm d'Argon liquide (longueur de radiation : 14 cm). On n'a dessiné que les traces des particules chargées : e^+ , e^- .

• Ionisation

Une particule chargée d'énergie E heurte un électron d'un atome du milieu ambiant. Cet électron est éjecté avec une énergie ε . Après le choc la particule incidente a une énergie $E' = E - \varepsilon$; sa déviation angulaire est généralement négligeable. Soit $\alpha(E, \varepsilon)$ la section efficace de ce processus.

Appelons ε_{max} l'énergie maximum transférable de la particule incidente à l'électron (souvent appelé rayon delta) : ε peut varier de 0 à ε_{max} . $\sigma(E) = \int_{\varepsilon=0}^{\varepsilon_{\text{max}}} \alpha(E, \varepsilon) d\varepsilon$ est donc la section efficace d'éjection

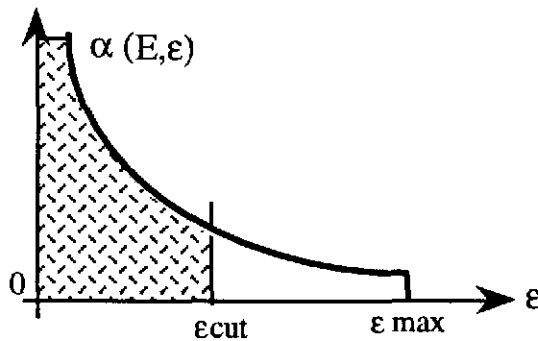
d'un électron quelque soit son énergie. Or $\alpha(E, \varepsilon)$ tend vers l'infini lorsque $\varepsilon \rightarrow 0$ et l'intégrale ci-dessus est divergente.

Cependant l'intégrale $\langle \varepsilon \rangle = \int_{\varepsilon=0}^{\varepsilon_{\max}} \alpha(E, \varepsilon) \varepsilon d\varepsilon$ est convergente, et représente l'énergie moyenne de l'électron éjecté. La quantité macroscopique $\frac{dE}{dx} = \frac{N\rho}{A} \langle \varepsilon \rangle$ est l'énergie moyenne perdue par la particule incidente par unité de longueur : c'est la formule de Bethe et Bloch.

Soit ε_{cut} une valeur arbitraire entre 0 et ε_{\max} . on peut définir :

$$\langle \varepsilon \rangle_{\text{cut}} = \int_{\varepsilon=0}^{\varepsilon_{\text{cut}}} \alpha(E, \varepsilon) \varepsilon d\varepsilon \quad (1)$$

$$\sigma(E, \text{cut}) = \int_{\varepsilon=\varepsilon_{\text{cut}}}^{\varepsilon_{\max}} \alpha(E, \varepsilon) d\varepsilon \quad (2)$$



L'intégrale (1) conduit à la valeur moyenne de l'énergie perdue par la particule ionisante par unité de longueur due à l'éjection d'électrons d'énergie inférieure à ε_{cut} : c'est la formule *restreinte* de Bethe et Bloch $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{cut}}$

L'intégrale (2) est la section efficace totale d'éjection d'un électron d'énergie supérieure à ε_{cut} . On a donc divisé le phénomène d'ionisation en deux parties :

- 1 - le calcul de l'énergie moyenne perdue par la particule ionisante le long de sa trajectoire, due aux électrons d'énergie inférieure à ε_{cut} . Ces électrons ne sont pas explicitement générés, mais le calcul de la perte d'énergie de la particule incidente doit être effectué à chaque step de sa trajectoire. C'est un processus "continu".
- 2 - l'éjection explicite d'électrons d'énergie supérieure à ε_{cut} . C'est un processus discret qui est traité comme les autres processus discrets.

Il faut souligner que la valeur de coupure ε_{cut} est arbitraire entre le seuil de tracking des électrons (10 KeV) et ε_{\max} . Le choix en est laissé à l'utilisateur et dépend des situations expérimentales à simuler.

L'émission des photons de rayonnement de freinage présente la même particularité : la section efficace diverge lorsque l'énergie des photons émis tend vers 0. Le traitement est identique.

La perte d'énergie de la particule ionisante, ΔE , est une quantité aléatoire puisque l'éjection de rayons delta est lui-même aléatoire. Les fluctuations peuvent être larges. Il n'est pas suffisant de calculer seulement la valeur moyenne : une telle simulation ne rendrait pas compte de la résolution intrinsèque des détecteurs. La loi de probabilité de ΔE est fonction de l'énergie de la particule ionisante et de la

densité du milieu : distributions de Landau, de Vavilov, ou de Gauss, créant parfois des situations confuses. De plus ces distributions supposent que $\epsilon_{\text{cut}} = \epsilon_{\text{max}}$: pas de génération explicite de rayons delta.

Laszlo Urban (KFKI - Budapest) a développé un modèle simple d'excitation - ionisation d'un atome permettant de reproduire les distributions de ΔE (y compris la valeur moyenne !) lorsque $\epsilon_{\text{cut}} \leq \epsilon_{\text{max}}$ (donc compatible avec la génération de rayons delta). Ce modèle fonctionne aussi bien pour les électrons que pour les particules lourdes, quelque soient l'énergie de la particule, l'épaisseur et la densité du milieu ambiant. Ce modèle est utilisé dans Geant : voir le manuel, article PHYS 332.

• Les interactions hadroniques

Par interactions hadroniques on entend toutes les interactions pion-nucléon, nucléon-nucléon et plus généralement hadron-noyau. Depuis de nombreuses années la simulation de cette physique a été développée dans des codes spécialisés. Geant utilise certains d'entre eux (GHEISHA, FLUKA, MICAP) de la manière suivante : les sections efficaces totales et différentielles ainsi que l'état final de la réaction sont calculés par ces codes, mais Geant garde le contrôle de la description géométrique des détecteurs et du transport de tous les produits de la réaction.

La figure 11 montre l'interaction d'un proton incident de 1 GeV dans 1 m³ d'Argon liquide. En pointillé sont représentées les particules neutres : gammas, neutrons, neutrinos. On doit comparer la topologie et l'extension d'un tel événement avec ceux d'une gerbe électromagnétique : voir figure 10.

• Les ions lourds

Le traitement de ce type de projectile est embryonnaire. Geant ne calcule aucune interactions noyau-noyau, c'est à l'utilisateur de les prévoir. L'interface est identique aux autres interactions hadroniques : dans le sous programme GUPHAD il faut calculer un libre parcours à la naissance de l'ion lourd; les produits finaux d'une réaction donnée doivent être créés dans le sous programme GUHADR. Geant effectue alors le tracking de ces produits en tenant compte de la diffusion multiple et de l'ionisation. Geant attribue à chaque ion une charge effective qui dépend du milieu ambiant et de l'état cinématique de l'ion. On rend ainsi compte de résultats expérimentaux récents sur le parcours des ions dans la matière (voir le manuel Geant, article PHYS 431)

4. Définition de la géométrie du détecteur

A chaque étape de son déplacement (chaque step) une particule doit pouvoir :

- 1- reconnaître dans quelle partie du détecteur elle se trouve (localisation).
- 2- évaluer la distance jusqu'à la prochaine frontière (extrapolation).

Des ensembles de détecteurs, même aussi complexes que ceux du Lep, peuvent être assez soigneusement décrits par la définition d'un assemblage de différents volumes de matière homogène. En limitant le nombre de formes de base de ces volumes (les primitives) et en fixant avec précision les règles d'assemblage, il est possible d'automatiser les procédures correspondant aux deux questions ci-dessus. C'est ce qui est fait dans le programme Geant. Par conséquent il est capital de noter que, une fois la géométrie définie suivant des règles que nous allons expliciter ci-dessous, *le tracking des particules à travers les différents volumes ne nécessite plus aucune intervention de l'utilisateur.*

• Définition des volumes

Chaque volume possède un nom et est caractérisé par :

- 1- une forme, obligatoirement choisie parmi les 12 formes de bases connues du système (voir figures 6). Chaque type de forme possède un système de référence intrinsèque (un référentiel), généralement situé au centre du volume.
- 2- un ensemble de paramètres définissant les dimensions intrinsèques du volume.
- 3- les caractéristiques physiques du milieu matériel homogène qui remplit ce volume.

Tant qu'il n'est pas positionné par rapport à un autre volume, un volume donné est une entité qui n'a pas de relation spatiale avec les autres volumes : il ne fait pas parti de l'assemblage du détecteur.

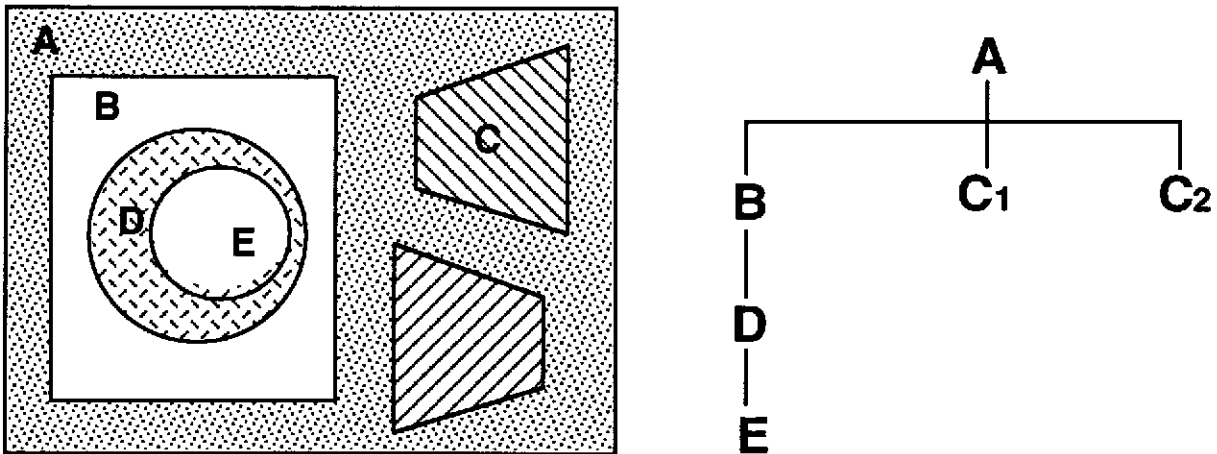
• Assemblage des volumes

- 1- Tout volume doit être positionné à l'intérieur d'un volume mère. (excepté pour le premier volume)
- 2- Tout volume peut recevoir un ou plusieurs contenus.

Positionner un volume **B** dans un volume **A** signifie expliciter le vecteur translation et la matrice de rotation du référentiel **B** par rapport au référentiel **A** : **B** devient une fille de **A**. Il est possible de poser plusieurs copies de **B** en différents points de **A**, ou dans un autre volume. Les filles éventuelles de **B** sont reproduites dans toutes les copies de **B**.

Il arrive fréquemment qu'un détecteur, ou une partie de détecteur, puisse être décrit en terme de cellules élémentaires nombreuses et toutes identiques. Le concept de division d'un volume a été introduit pour décrire ce cas. C'est une alternative plus simple et plus efficace au positionnement de plusieurs copies d'un même volume (voir figures 7). Ces cellules, comme les autres volumes, peuvent à leur tour être divisées ou recevoir des filles.

Ces opérations définissent donc une structure hiérarchique (une arborescence) qui détermine complètement l'assemblage du détecteur. Dans l'exemple ci-dessous un volume **A** (boîte) contient une boîte **B** et deux copies d'un volume **C** (trapeze) avec des matrices de rotations différentes. **B** contient lui même un tube **D** qui contient un tube **E**.



La figure 8 montre un détecteur (qui a été utilisé en physique nucléaire), ainsi que la structure hiérarchique de l'organisation des volumes. Sur la figure 9 un π^0 se désintègre en deux gammas au centre du détecteur. L'un des gammas interagit dans un bloc de verre au plomb de la couronne extérieure.

5. Organisation du programme et structure des données

Les figures 1 et 2 résument le fonctionnement du programme et l'organisation logique des données tels qu'un utilisateur doit les comprendre. Ce schéma est commenté ci-dessous.

Assez naturellement on distingue deux grandes phases dans le déroulement du programme. Il faut d'abord définir toutes les constantes, les matériaux...etc...et contruire la géométrie des détecteurs; c'est la phase d'initialisation. On peut alors effectuer la génération et le tracking des événements, un par un. Un événement est défini par la donnée de la cinématique initiale d'un ensemble de particules.

A - Phase d'initialisation

- 1) L'utilisateur définit une bibliothèque de particules (**JPART**). Pour une particule instable il doit stocker également les produits de désintégration et les rapports de branchement.

2) L'utilisateur définit une bibliothèque de matériaux (**JMATE**). Ces matériaux peuvent être des éléments simples ou des corps composés. Le système Géant complète ces informations en créant des tables de différentes quantités physiques : de/dx , sections efficaces ...

3) Dans la banque **JTMED** (i.e. tracking medium) l'utilisateur précise les conditions dans lesquelles le tracking doit être effectué : nature des matériaux utilisés (référence à la banque **JMATE**), existence ou non d'un champ magnétique, précision désirée sur le tracking ...

4) L'utilisateur définit ensuite le setup expérimental en terme de volumes (**JVOLUM**). Il dispose d'une bibliothèque de volumes élémentaires qu'il peut copier en plusieurs exemplaires, emboîter les uns dans les autres, diviser.

L'utilisateur doit aussi créer une banque auxiliaire **JROTM** qui contient les matrices de rotations décrivant les positions relatives des volumes.

Outre ces informations géométriques, l'utilisateur doit spécifier les caractéristiques physiques du milieu matériel homogène de chaque volume : référence à la banque **JTMED**.

Durant la phase de tracking d'un événement le système GEANT déterminera automatiquement dans quel volume se trouve un point donné, quels sont les caractéristiques géométriques et physiques de ce volume, et évaluera la distance à parcourir jusqu'à la prochaine frontière.

5) Certains des volumes définis ci-dessus sont en fait des détecteurs sensibles. Dans la banque **JSET** l'utilisateur précise quels sont ces volumes, et définit les paramètres caractérisant un détecteur donné.

B - Génération et Tracking séquentiel d'un événement

6) La cinématique initiale de l'événement est généralement stockée dans les banques **JVERTEX** et **JKINE**. Ce système de banques décrit l'histoire cinématique des traces dites '*permanentes*'.

Géant effectue alors le tracking de ces particules, une à une, et step par step, sur l'ensemble du dispositif expérimental. A chaque step du tracking d'une particule le contrôle est donné à l'utilisateur via le sous programme GUSTEP.

7) Durant ce tracking, d'autres particules peuvent être créées. L'utilisateur décide alors si ces particules sont '*permanentes*' (banques **JVERTEX/JKINE**) ou '*temporaires*' (banque **JSTAK**).

La distinction entre les banques **JKINE** et **JSTAK** est la suivante : les informations enregistrées dans **JKINE** sont conservées tout au long du tracking de l'événement, et les banques de réponse des détecteurs font référence aux traces contenues dans **JKINE**. Au contraire, une particule stockée dans **JSTAK** est perdue dès que le tracking de cette particule est achevé. Aucune autre banque de Géant ne fait référence à la structure **JSTAK**, qui est simplement une zone de travail.

Après avoir achevé le tracking d'une particule '*permanente*', Géant effectue le tracking de toutes les particules '*temporaires*' qui lui sont attachées avant de commencer le tracking de la particule '*permanente*' suivante.

8) Dans la banque **JHITS**, l'utilisateur peut enregistrer à chaque step des informations sur le passage d'une particule dans un détecteur donné.

9) Dans la banque **JDIGI**, on simule la réponse du détecteur à l'événement entier, en tenant compte des inefficacités, des résolutions ..etc... Cette banque est généralement remplie à la fin de l'événement (sous programme **GUOUT**).

10) La banque **JXYZ** est destinée à contenir les positions spatiales d'un certain nombre de points des traces. Elle est en principe utilisée pour le dessin des traces principales et le "debugging" de l'événement.

6. Epilogue

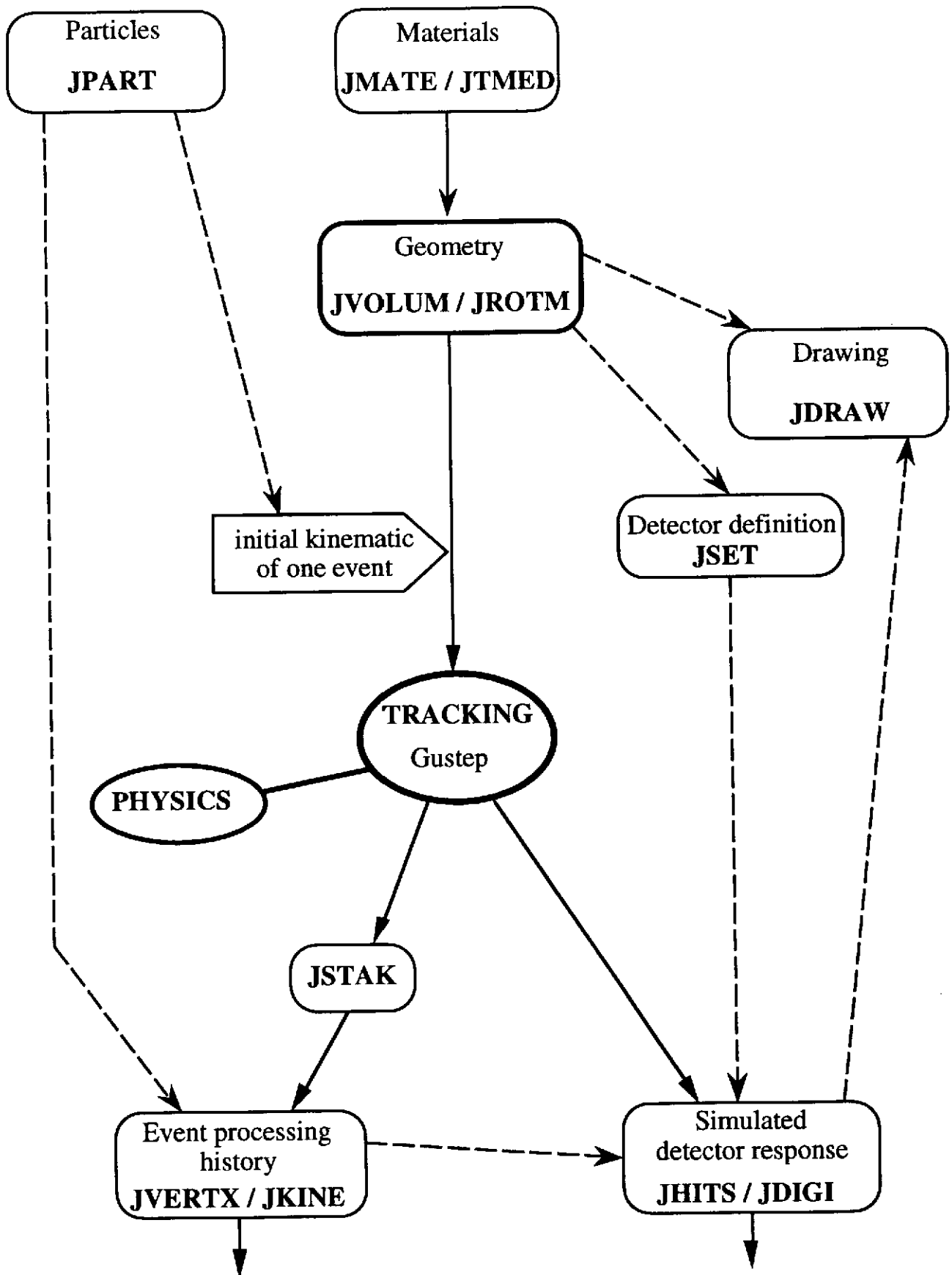
Le logiciel GEANT3 est une réalisation collective. Le projet a débuté à la fin des années 1970 à partir d'idées originales de A. Mcpherson et R. Brun, qui en a dirigé le développement jusqu'en 1991. Le projet est actuellement coordonné au Cern par une petite équipe de 3 à 4 personnes. Mais plusieurs dizaines de physiciens de la communauté internationale de physique des particules ont apporté - et apportent continuellement - des contributions de toutes sortes. Enfin la simulation des interactions électromagnétiques doit beaucoup au programme EGS du SLAC.

Comme tous les logiciels du Cern les sources du code sont publiques. De plus il existe un forum de discussions par messagerie électronique : Lgeant@cernvm.cern.ch

Je remercie vivement le Comité d'Organisation de l'Ecole Joliot-Curie de m'avoir proposé ces lectures.

Bibliographie succincte

- [1] GEANT user's guide. R. Brun and al. Cern Program Library W5013, March 1994.
(email : cernlib@cernvm.cern.ch)
- [2] Review of particle properties. Particle Data Group. Physical Review D, 45(11), June 1992.
- [3] The EGS manual. R. Ford and W. Nelson. SLAC210, UC32, SLAC, June 1978.
- [4] EGS - GEANT comparison. R. Brun and al. Cern/DD/85-1, March 1985.
- [5] GHEISHA. H.C. Fesefeldt. PITHA 85-02, RWTH, Aachen, September 1985.
- [6] FLUKA user's guide. A. Ferrari, J. Ranft and al. TIS-RP-190, Cern, 1990.
- [7] A user's guide to MICAP. J.O. Johnson and T. Gabriel. TM-10340, ORNL, 1988.
- [8] B. Rossi. Prentice-Hall, 1952.



Organisation logique du programme
et structure des données

Figure 1

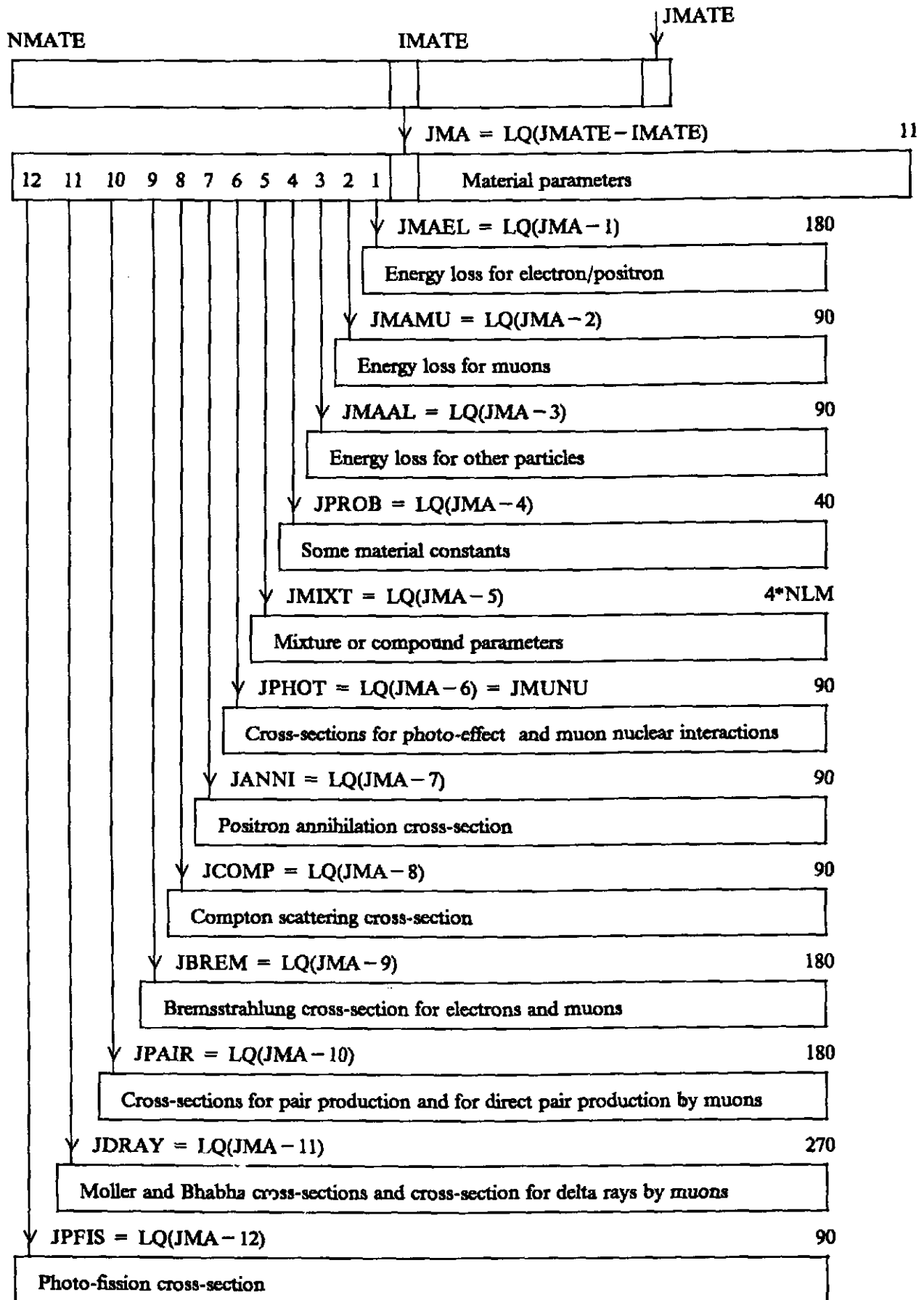
Simplified Program Flow Chart

MAIN (user)

- GZEBRA initialisation of ZEBRA system, dynamic core allocation
- UGINIT (user)
 - GINIT initialisation of GEANT3 variables
 - GFFGO interpretation of data cards
 - GZINIT initialisation of ZEBRA core divisions and link areas
 - GPART creation of the 'particle' data structure JPART
 - GMATE creation of the 'material' data structure JMATE
 - 'user code' description of the geometrical setup, of the sensitive detectors
creation of data structures JVOLUM, JTMED, JROTM, JSETS
 - GPHYSI preparation of cross-section and energy loss tables for all used materials
- GRUN loop over events
 - GTRIGI initialisation for event processing
 - GTRIG event processing
 - GUKINE (user) generation (or input) of event initial kinematics
 - GUTREV (user)
 - GTREVE (loop over tracks, including any secondaries generated)
 - GUTRAK (user)
 - GTRACK control tracking of current track
 - GMEDIA find current volume/tracking medium
 - GTVOL loop over successive media seen by the particle
 - GTGAMA/GTELEC/.... tracking of particle according to type
 - GUSTEP (user) recording of hits in data structure JHITS
and of space points in data structure JXYZ
 - GUDIGI computation of digitisations and recording in data structure JDIGI
 - GUOUT output of current event
 - GTRIGC clearing of memory for next event
 - UGLAST (user)
 - GLAST standard GEANT3 termination.

stop

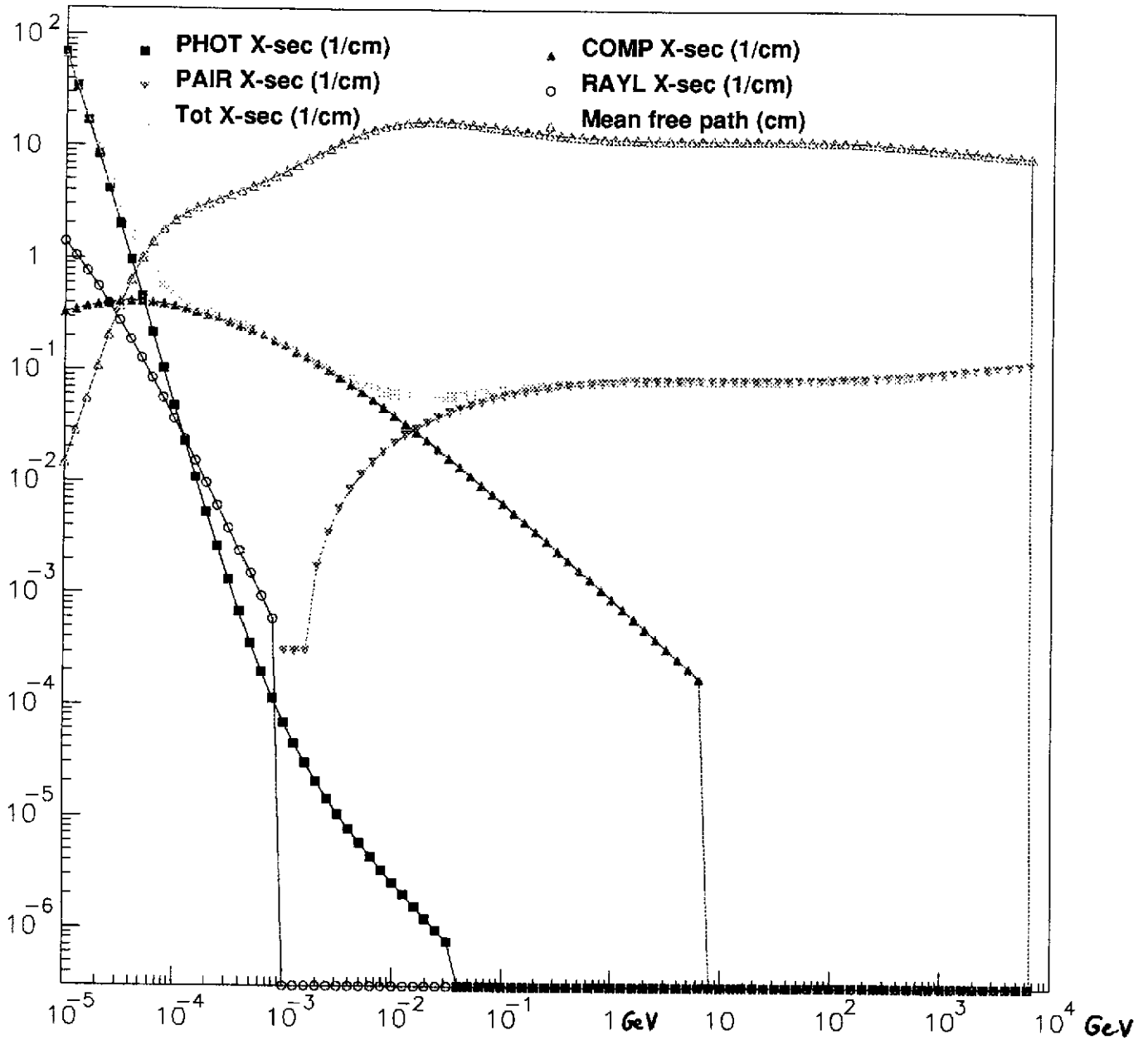
Figure 2



Exemple de structure de données : la banque de définition d'un matériau

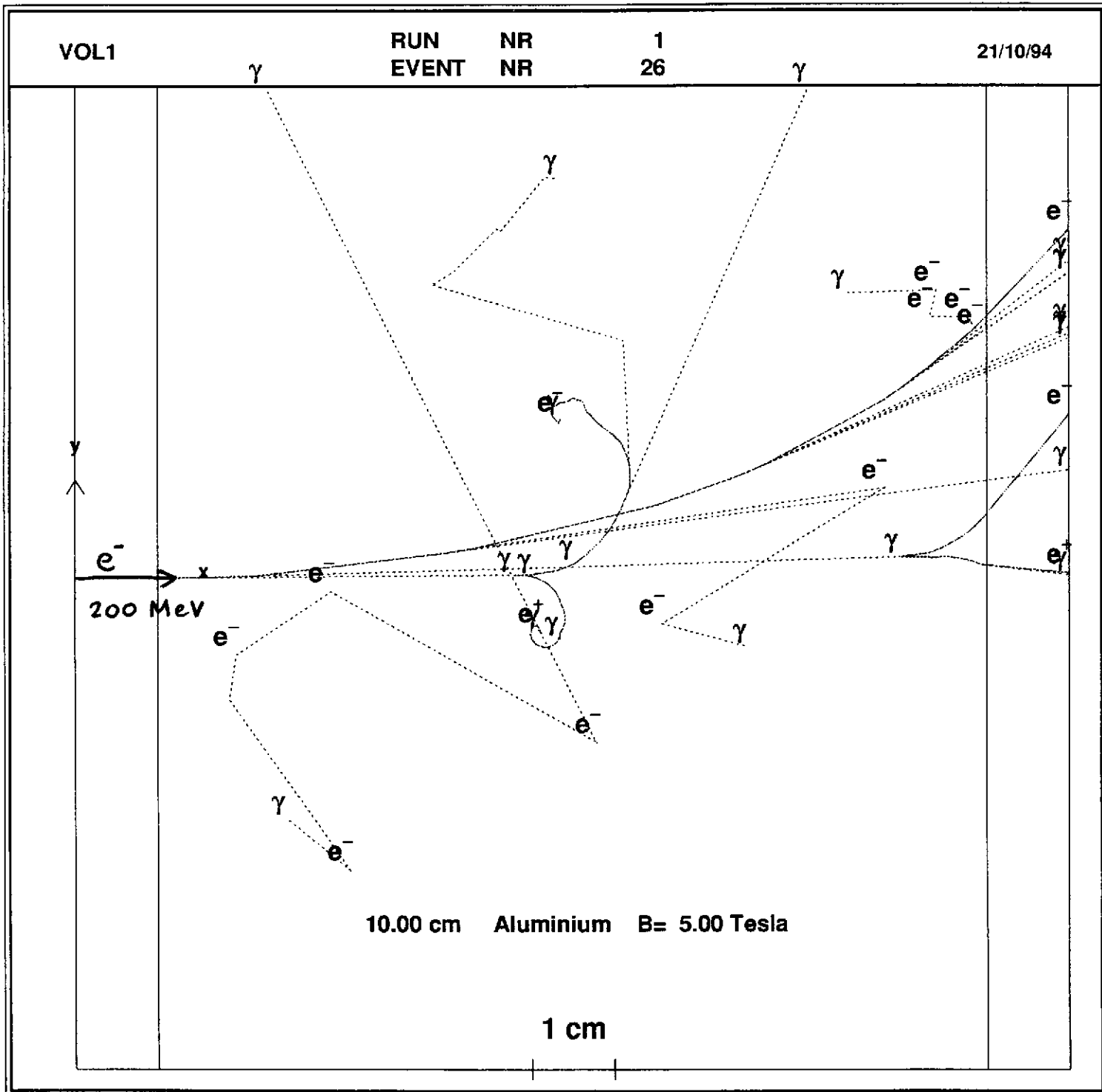
Figure 3

Tables for GAMMA in Aluminium



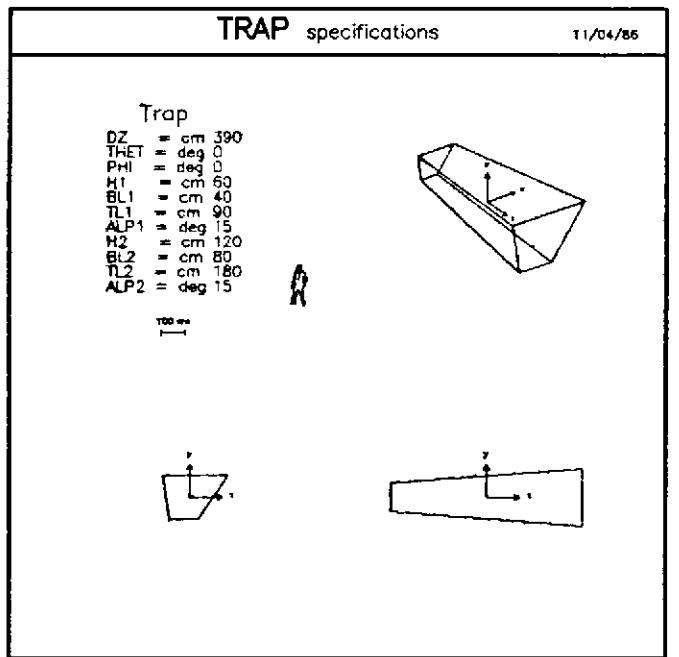
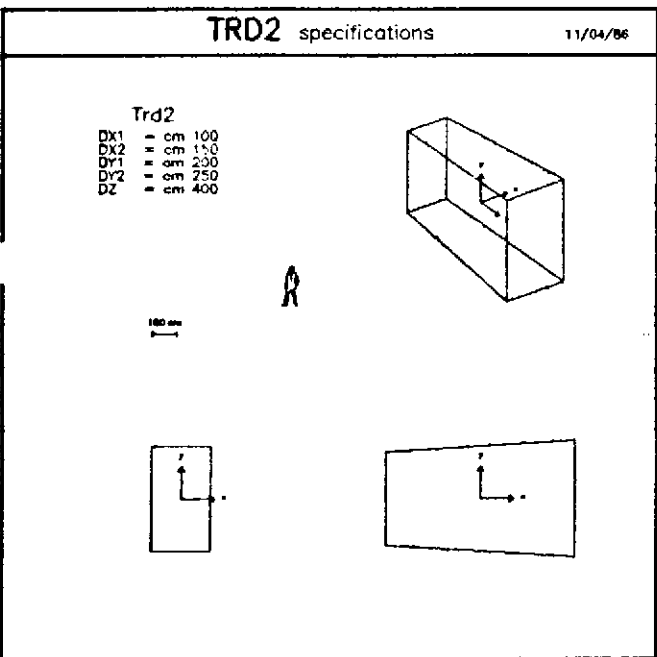
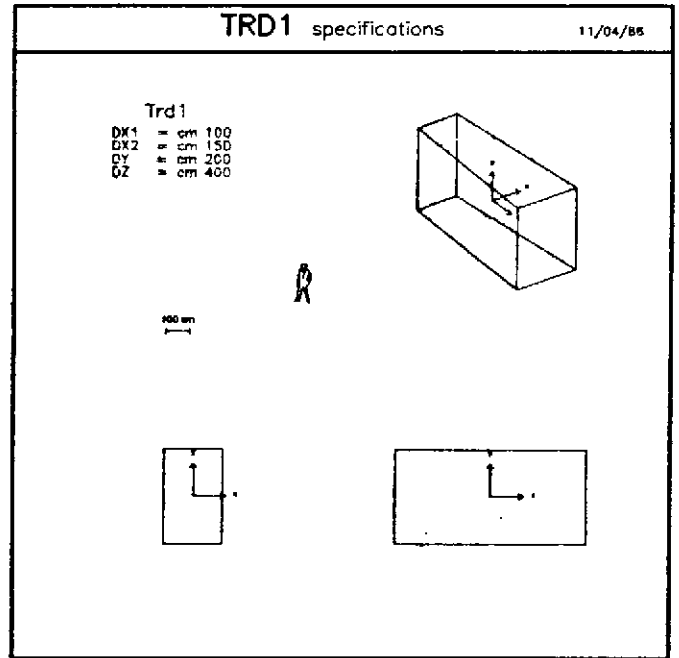
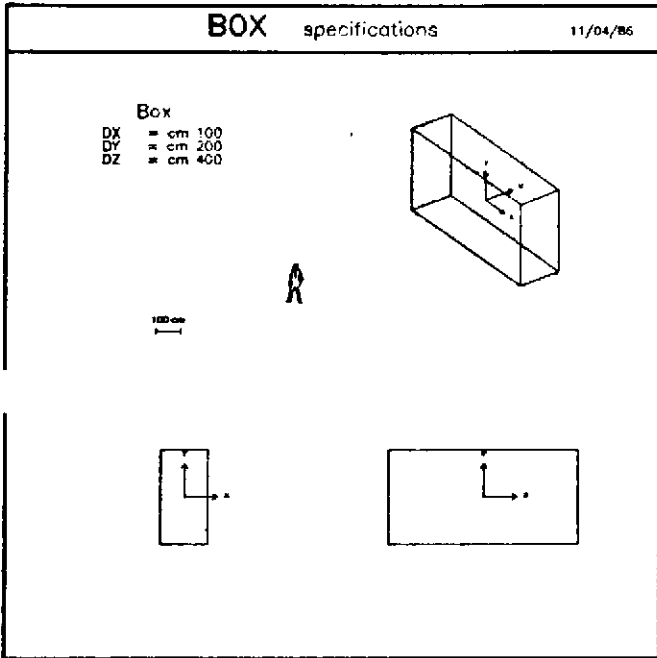
Sections efficaces pour un Gamma dans l'Aluminium

Figure 4



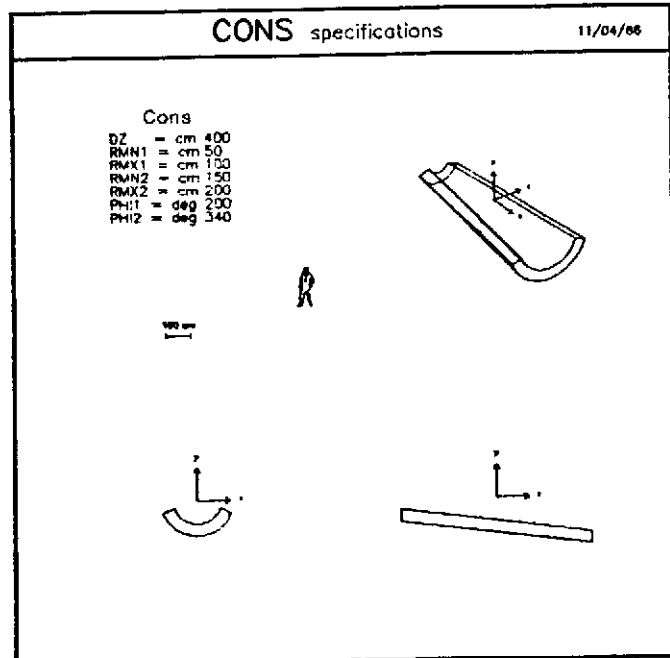
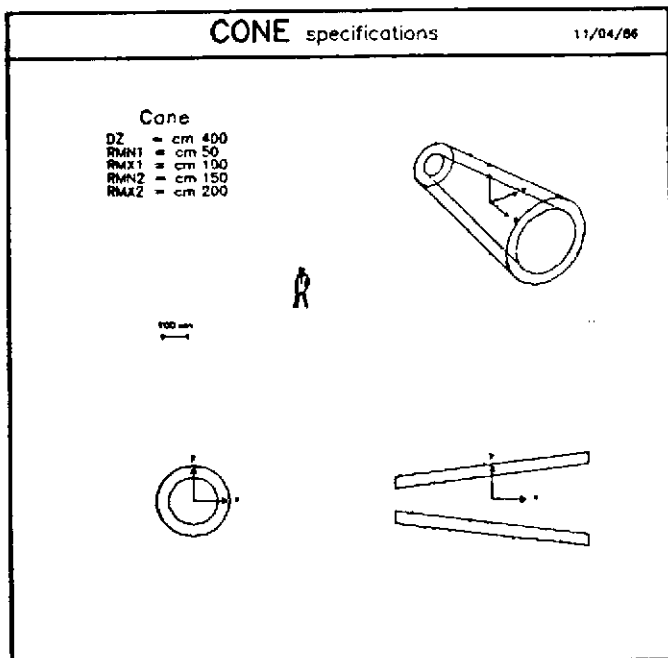
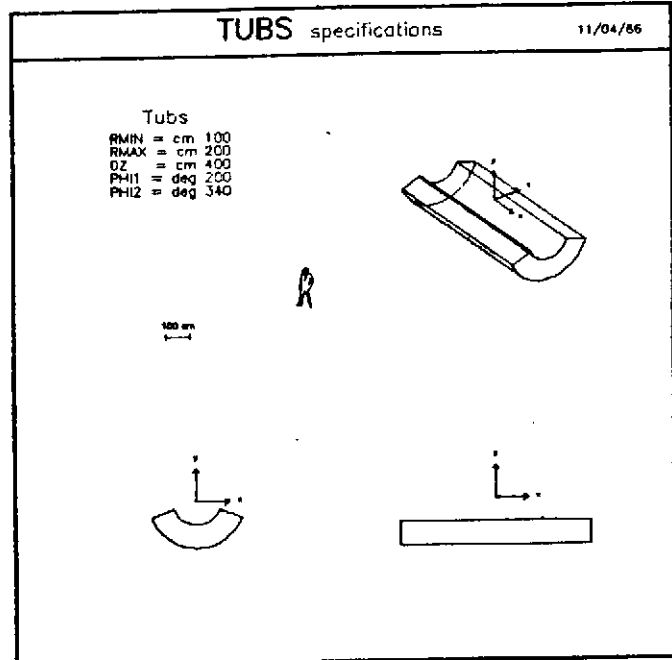
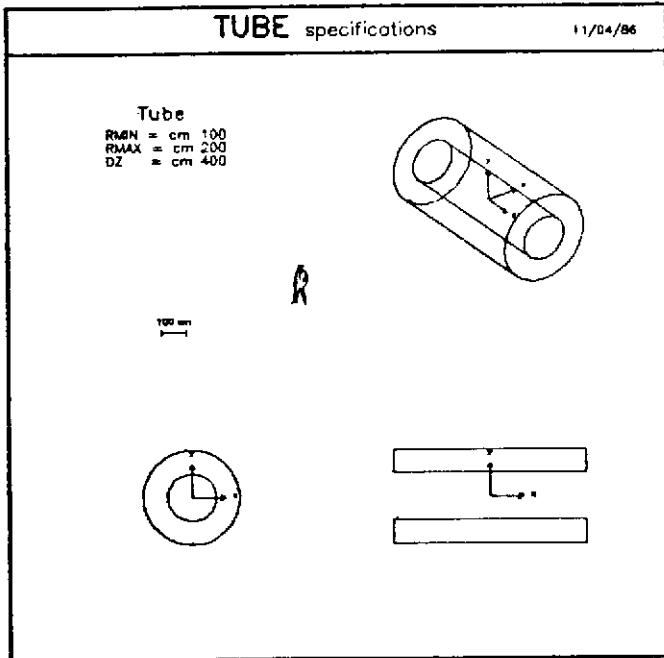
Le début d'une gerbe électromagnétique dans un bloc d'Aluminium.
 Le champ magnétique est perpendiculaire au plan de la feuille

Figure 5



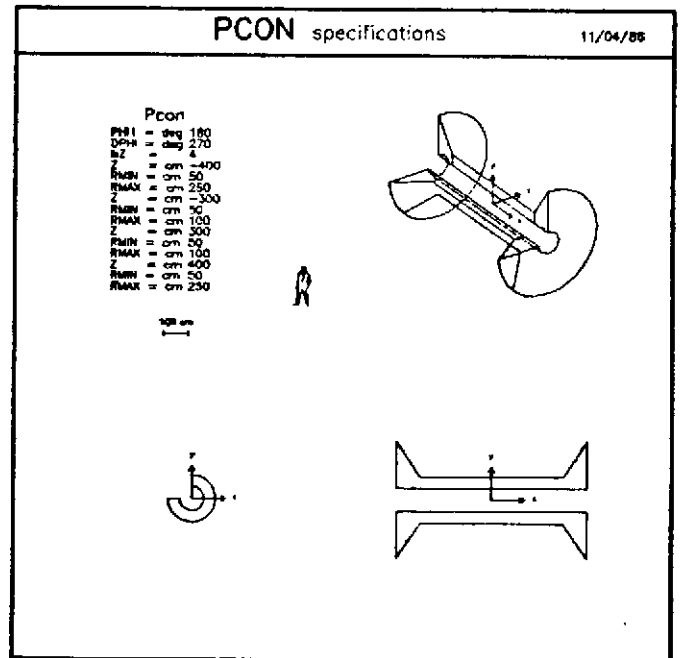
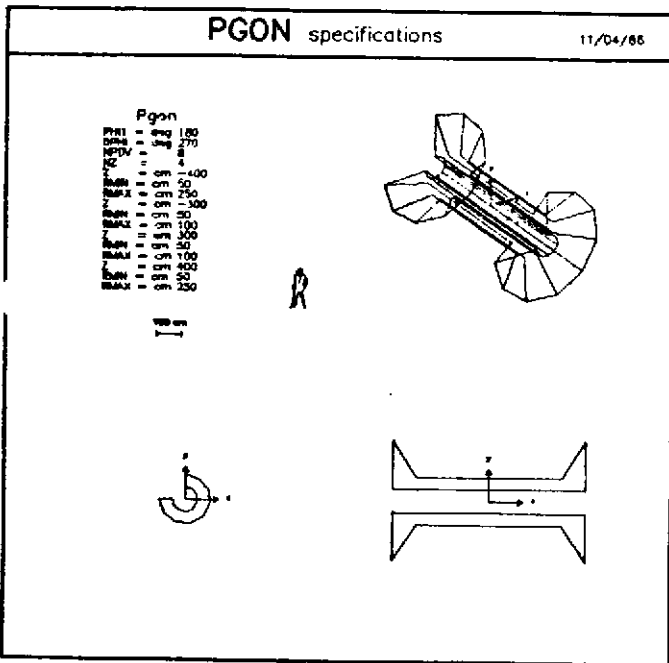
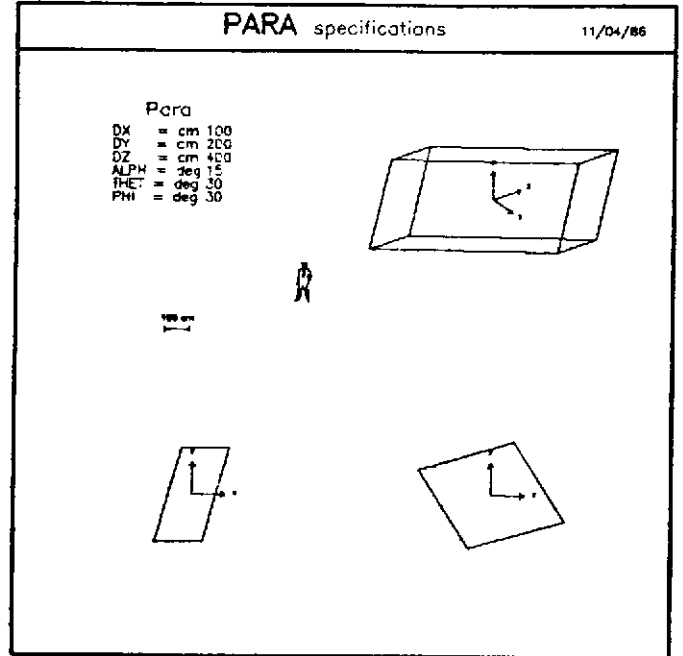
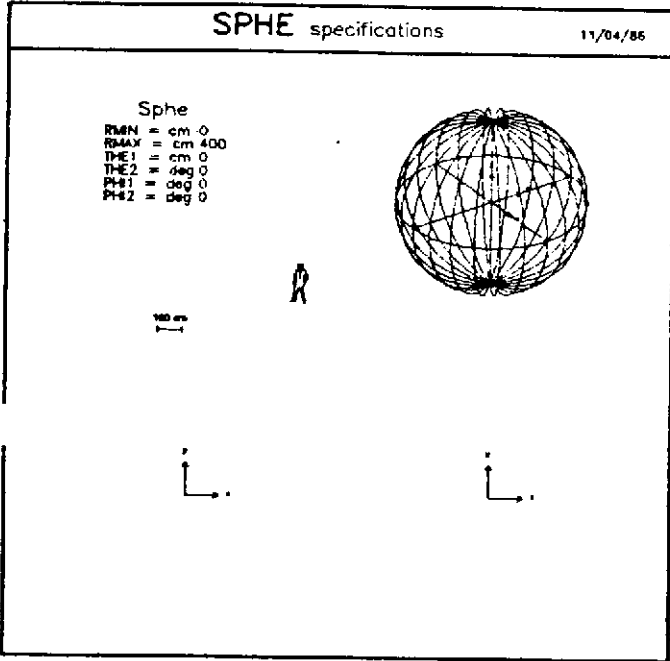
Les formes géométriques primitives

Figure 6a



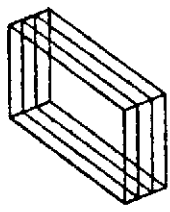
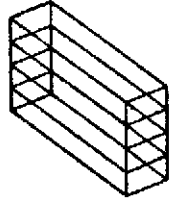
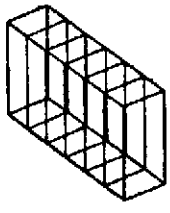
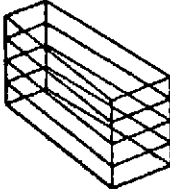
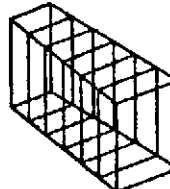
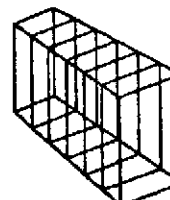
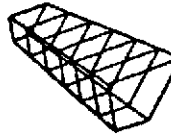
Les formes géométriques primitives

Figure 6b



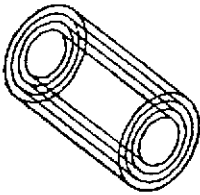
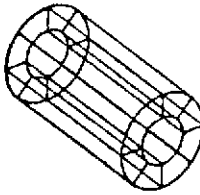
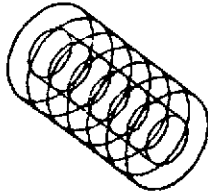
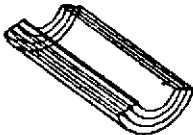
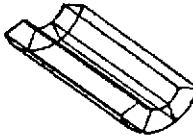
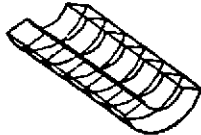
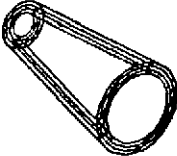
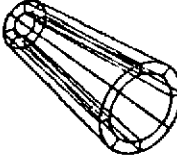
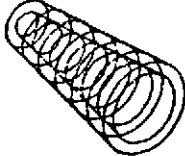

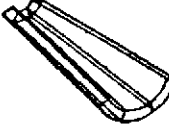
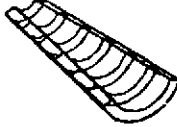
Les formes géométriques primitives

Figure 6c

SHAPE \ IAXIS	1	2	3
BOX			
TRD1			
TRD2			
TRAP			



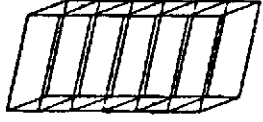
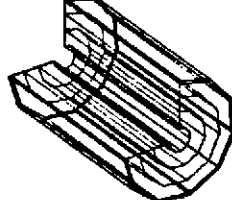
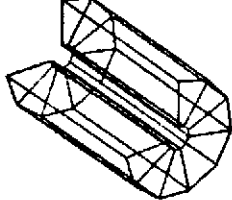
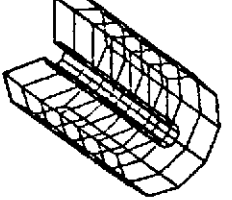
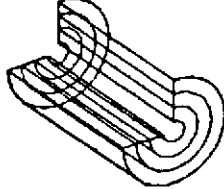
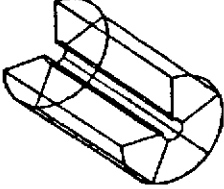
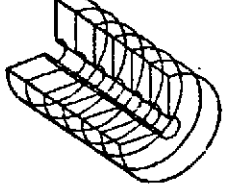
Division des formes primitives

Figure 7a

SHAPE \ IAXIS	1	2	3
TUBE			
TUBS			
CONE			
CONS			

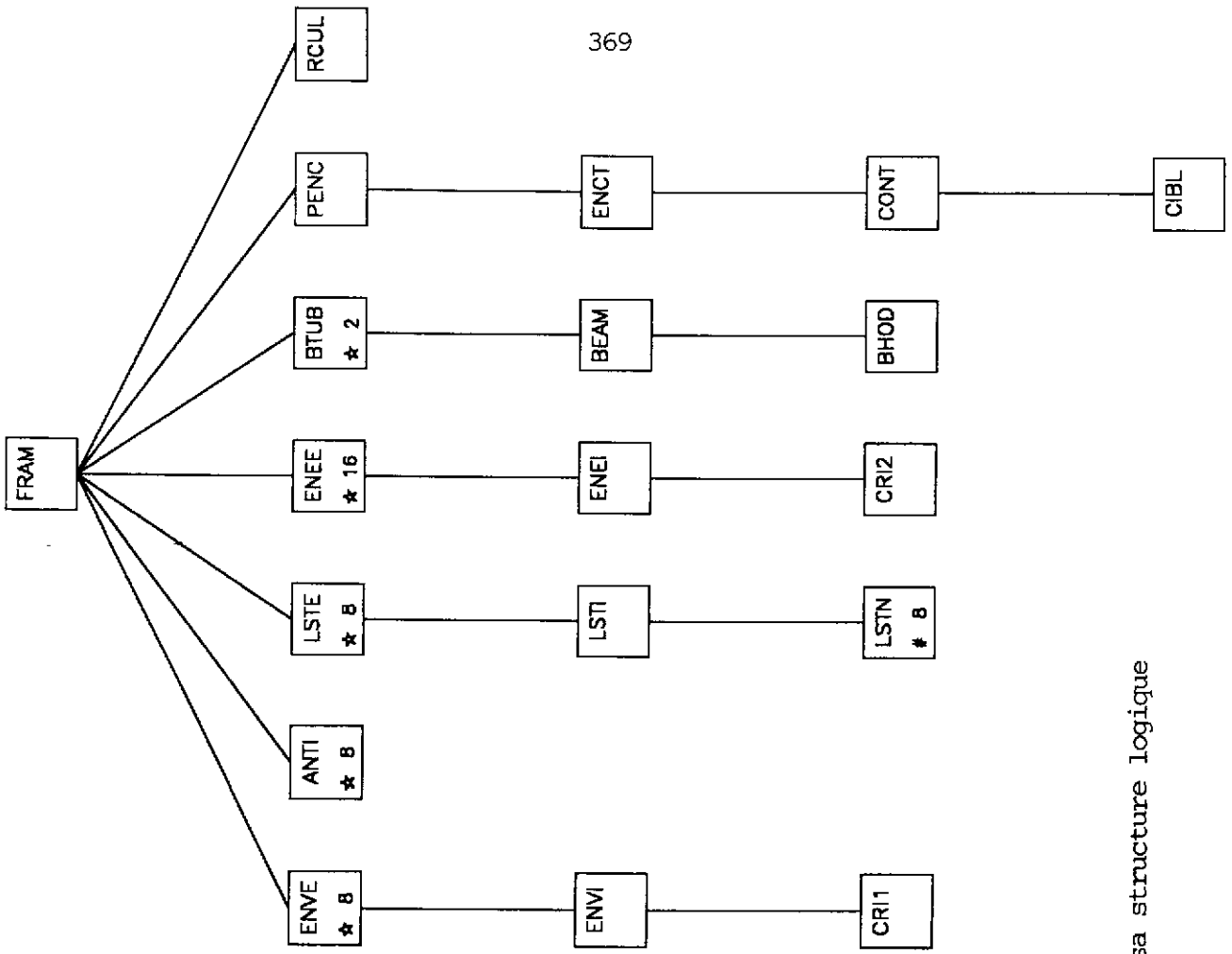
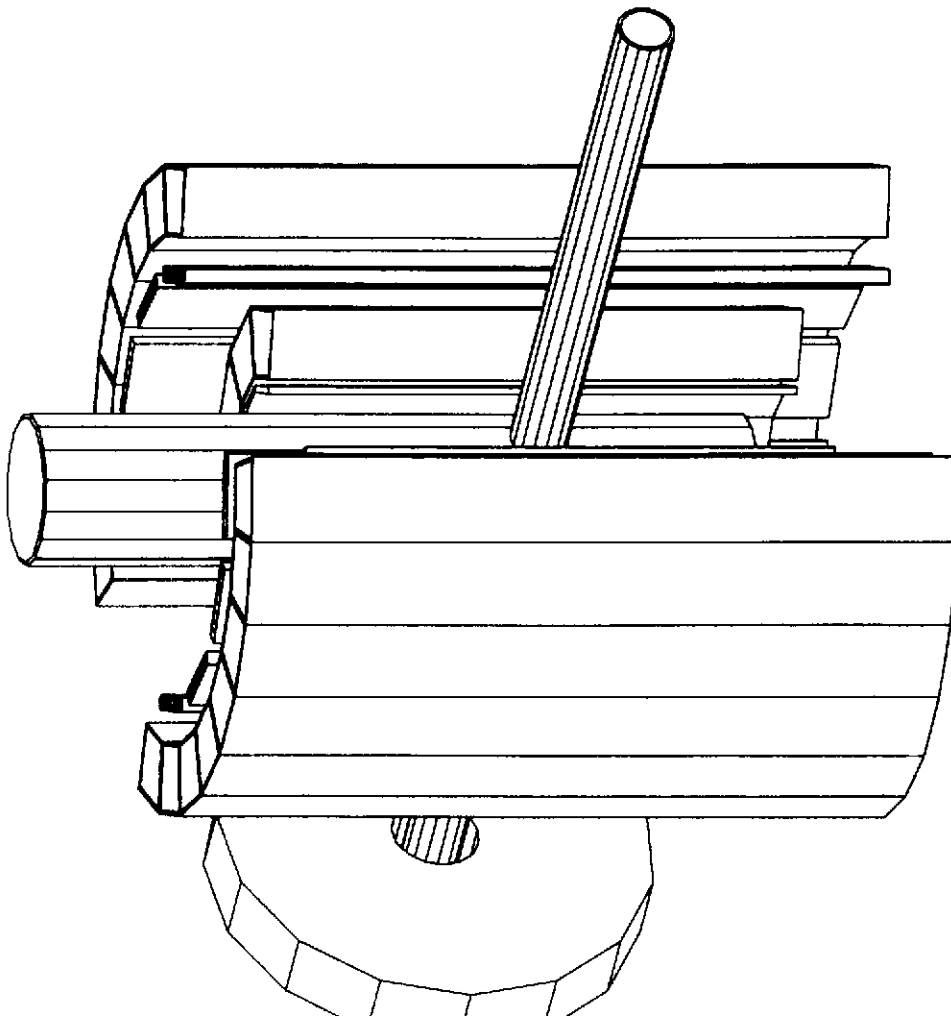
Division des formes primitives

Figure 7b

SHAPE \ IAXIS	1	2	3
SPHE			
PARA			
PGON			
PCON			

Division des formes primitives

Figure 7c



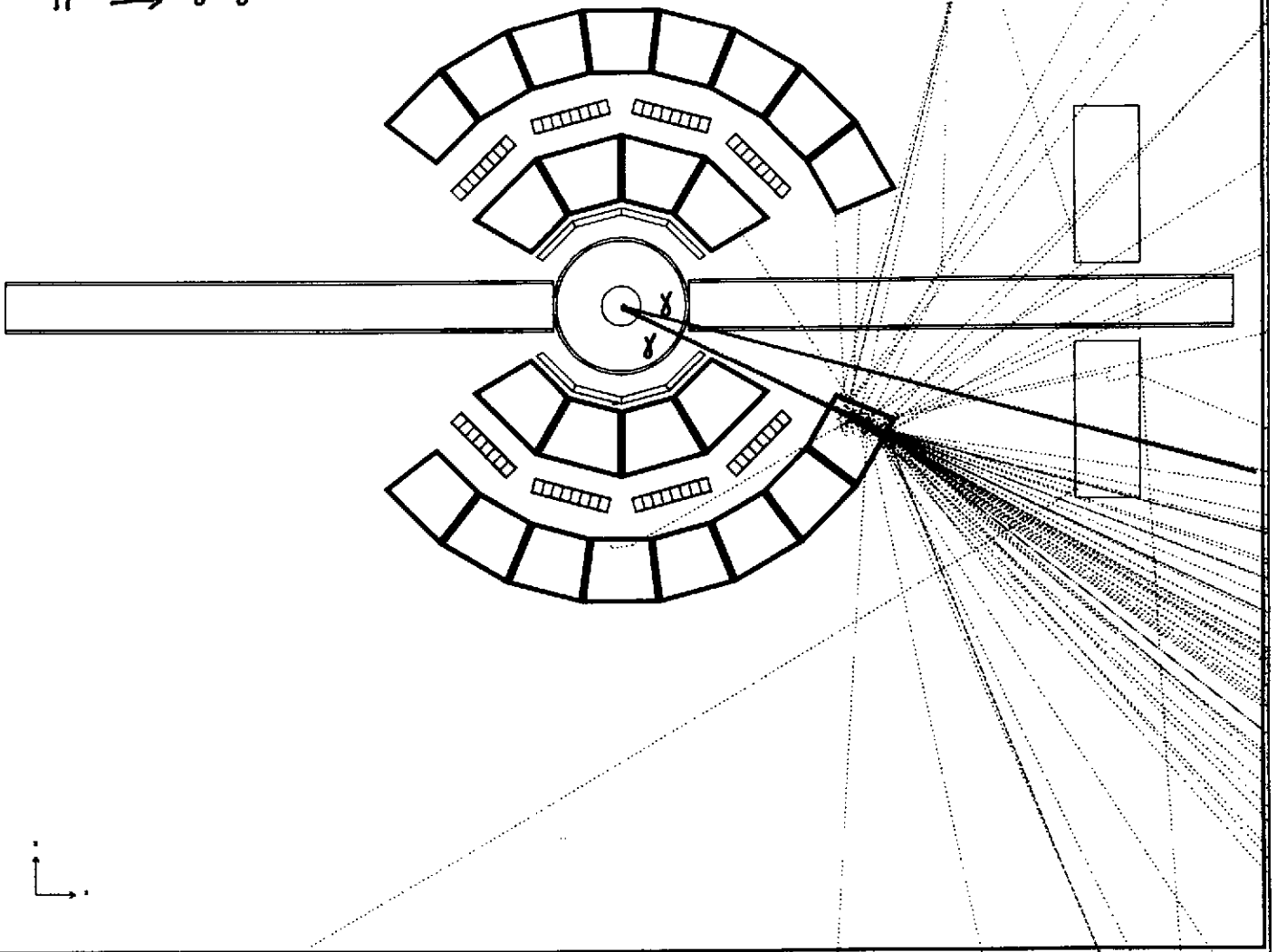
Le détecteur SPESO et sa structure logique

Figure 8

SPES

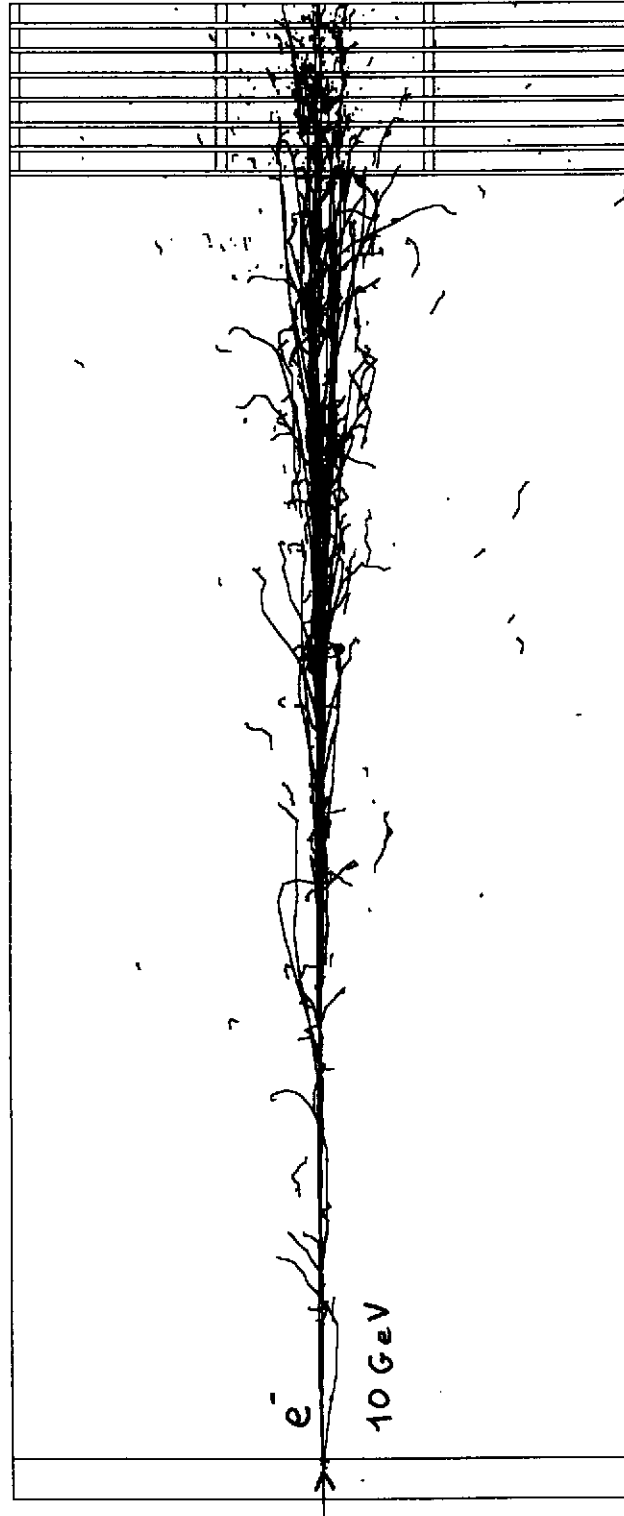
RUN
EVENTNR
NR1
1

1/6/92

 $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$ 

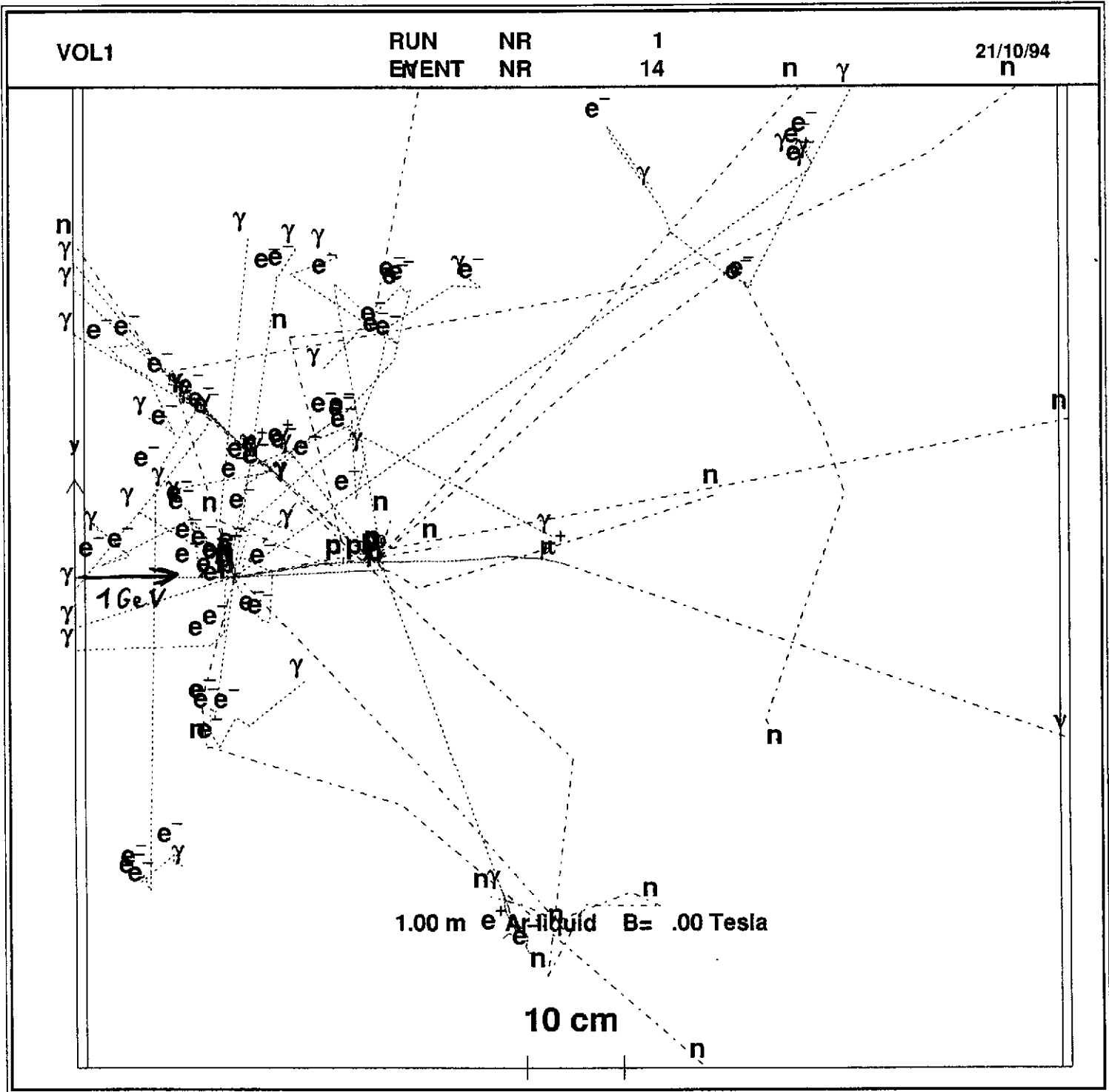
Un pi zéro se désintègre en 2 gammas dans SPES0

Figure 9



Une gerbe électromagnétique de 10 GeV dans 60 cm d'Argon liquide

Figure 10



Un proton incident de 1 GeV dans 1 m³ d'Argon liquide

Figure 11

PHYSIQUE NUCLEAIRE ET BIOLOGIE
Luc VALENTIN, IPN d'Orsay et LPN de Paris VII

Cet exposé, couplant instrumentation nucléaire et concepts biologiques, a été articulé sur le thème "Imagerie quantitative en génétique moléculaire". Il s'est déroulé à partir d'une bonne cinquantaine d'images obtenues à l'aide de détecteurs β appropriés. Il était exclu, pour des raisons à la fois techniques et économiques, d'en donner ici une version écrite. Nous avons donc opté pour la production d'un plan détaillé, offrant au lecteur intéressé une sélection des articles que nous avons publiés sur le sujet.

I - INTRODUCTION

Pratiquement tous les domaines de la biologie exploitent aujourd'hui trois méthodes complémentaires d'investigation issues de la génétique moléculaire : la cartographie des gènes, le séquençage de l'ADN et l'hybridation in situ. Ces trois méthodes ont en commun de recourir à des marquages par sondes radioactives β qu'elles révèlent grâce à des films et des émulsions autoradiographiques. Nous avons développé trois détecteurs spécifiques qui présentent en particulier les avantages suivants :

- environ 100 fois plus rapides que les films ;
- quantification absolue des résultats ;
- traitement automatique des données.

Dans cette brève note on définira tout d'abord les trois méthodes citées ci-dessus et les trois types de détecteurs associés. Ensuite on fera un bilan de la situation actuelle. Enfin on citera les nouveaux imageurs que nous développons dans le but d'accéder à des études cinétiques.

II - LA CARTOGRAPHIE DES GENES

La cartographie est la méthode qui consiste à répertorier et analyser les gènes (ou assemblages, ou fragments) d'un organisme. Par exemple l'homme, dans ses 23 paires de chromosomes, comporte environ 5.10^4 gènes, chacun constitué en moyenne de 5.10^4 paires de bases (A,T ; G, C) ; soit à peu près 3.10^9 pb pour le génome humain.

1) La méthode

On fait migrer les divers fragments d'ADN dans un gel sous électrophorèse. Après environ 20 mn de migration ces fragments de tailles inégales sont séparés par plusieurs millimètres de sorte que pour les repérer, après hybridation radioactive, il suffit d'un détecteur bidimensionnel ayant une résolution de l'ordre du millimètre. C'est ainsi que l'on peut également identifier les gènes déficients, les mutations, pratiquer le diagnostic prénatal, la reconnaissance d'homologues...

2) Le détecteur SOFI

Adapté à la cartographie, ce détecteur X-Y présente une surface d'analyse pouvant aller jusqu'à $50 \times 25 \text{ cm}^2$. A base de 2 plans de fibres optiques scintillantes orthogonales et codées, il exploite des PM multianodes de 64 pixels équipés de circuits de réjection de diaphonie mis au point à l'IPN d'Orsay. Pour le marqueur ^{32}P ($E_{\beta} \sim 1,7 \text{ MeV}$) son efficacité est de 12% et sa résolution, avec des fibres de $\varnothing = 0,5 \text{ mm}$, est de 0,8 mm pour le plan X et de 2 mm pour le plan Y situé en dessous. (1)

III - LE SEQUENÇAGE DE L'ADN

Le séquençage est l'opération qui consiste à lire une à une les bases A, T, G, C, constitutives de l'ADN.

1) La méthode

Dans un premier temps, à l'aide de nucléotides marqués à ^{32}P ou ^{35}S , on synthétise des ADN double brins à partir des ADN monobrans que l'on veut séquencer. Plus précisément les synthèses sont effectuées dans 4 tubes distincts ne contenant en fin de compte que des brins se terminant tous respectivement par A, T, G ou C. Ensuite on fait migrer dans un gel sous électrophorèse, et dans 4 pistes parallèles, le contenu des 4 tubes. La lecture de la séquence s'effectue alors en repérant la position des divers brins dans les quatre pistes, ou leur vitesse de migration : les brins les plus courts, migrant plus vite, donnent l'ordre des premières bases de la séquence et les plus longs celui des dernières. Malheureusement avec les gels actuels (polyacrylamide) il est impossible de séquencer plus de 500 pb à la fois.

2) Le détecteur SOFAS

Dédié au séquençage, qu'il effectue en vol pendant la migration, ce détecteur repose sur la même technologie que SOFI. Pour atteindre des résolutions de l'ordre de 250 μ , il utilise en fait une identification Y des pistes mais deux plans X parallèles de façon à effectuer une reconstitution de traces. En parallèle nous menons des recherches en vue d'aboutir à la conception de nouveaux matériaux susceptibles de remédier aux déficiences des gels actuels. (2)

III - L'HYBRIDATION IN SITU

L'hybridation in situ consiste à aller repérer sur leur lieu d'expression (la cellule) les gènes actifs dans diverses fonctions.

1) La méthode

Reposant sur le concept "un gène - des protéines", via des ARN messagers associés, l'hybridation radioactive est effectuée sur les ARNm (toujours monobrans) présents dans les cellules contenues dans une coupe tissulaire. Par exemple pour l'étude des mécanismes cérébraux chez le rat, celui-ci est sacrifié, son cerveau congelé et débité en tranches de 20 μ , desséché, hybridé, élué et enfin imagé, lame par lame. Pour atteindre une précision de la cellule unique il faut que l'imageur employé ait une résolution de l'ordre de 10 μ .

2) L'imageur RIHR

C'est précisément le cas du détecteur RIHR qui exploite un scintillateur de 10 μ d'épaisseur couplé à un intensificateur de lumière autodéclenchant une camera CCD. Son efficacité est supérieure à 80% pour l'ensemble des radioéléments couramment employés, à l'exception du tritium pour lequel elle est néanmoins supérieure à 35%. Bien que conçu pour l'étude, par hybridation in situ, du taux d'expression des gènes, RIHR est également bien adapté aux études pharmacologiques qui utilisent le marquage par anticorps ou par traceurs métaboliques. (3)

IV - IMAGERIE QUANTITATIVE EN GENETIQUE MOLECULAIRE

Les trois détecteurs décrits ci-dessus illustrent les trois axes sur lesquels reposent les recherches menées en génétique moléculaire. Mais il existe d'autres techniques, soit nucléaires, soit par sondes froides.

1) Autres détecteurs nucléaires

Parmi les imageurs exploitant les sondes nucléaires citons :

- le "phosphorimager" qui enregistre les événements sur une plaque mémorisatrice et les dénombre ensuite par lecture au laser ; sa résolution est de 200 μ .

- l'"instant imager" qui fonctionne en temps réel puisqu'il exploite une chambre à fils, précédée de collimateurs pour atteindre une résolution de 400 μ .

- le " β imageur" qui emploie un gaz photoémisif, avec avalanches lues par un CCD placé derrière une lentille ; son seul avantage par rapport aux deux précédents est d'être sensible au tritium.

2) Les sondes froides

On entend par sondes froides, les sondes non nucléaires de type fluorescence ou chemiluminescence. Pour l'instant aucune ne permet d'études quantitatives. Ceci n'empêche pas les sondes fluorescentes d'être déjà employées pour le séquençage. Quant aux sondes par chemiluminescence, leur mise au point permettrait d'atteindre des sensibilités de détection très performantes (quelques dizaines de molécules).

V - L'IMAGERIE FONCTIONNELLE

Quoi qu'il en soit, les sondes nucléaires resteront incontournables dans bien des circonstances, comme par exemple pour l'investigation des coupes opaques et les études cinétiques *in vivo* qui définissent l'imagerie fonctionnelle.

1) Le radioimageur RITM

Les recherches menées avec RIHR nous ont montré l'intérêt de développer une imagerie fonctionnelle de haute résolution, ouvrant la voie à des études cinétiques sur de petits animaux. Pour nous faire la main dans cette direction, nous avons tout d'abord réalisé une mini γ camera de bloc opératoire destinée au contrôle des exérèses, grâce à des marqueurs tumoraux. Par rapport aux γ cameras standard ce détecteur présente l'avantage d'être transportable (il ne comporte qu'un seul PM à localisation) et d'atteindre une résolution inférieure à 2 mm. Son inconvénient dans les études cinétiques est de ne donner accès qu'à une projection en 2D. (4)

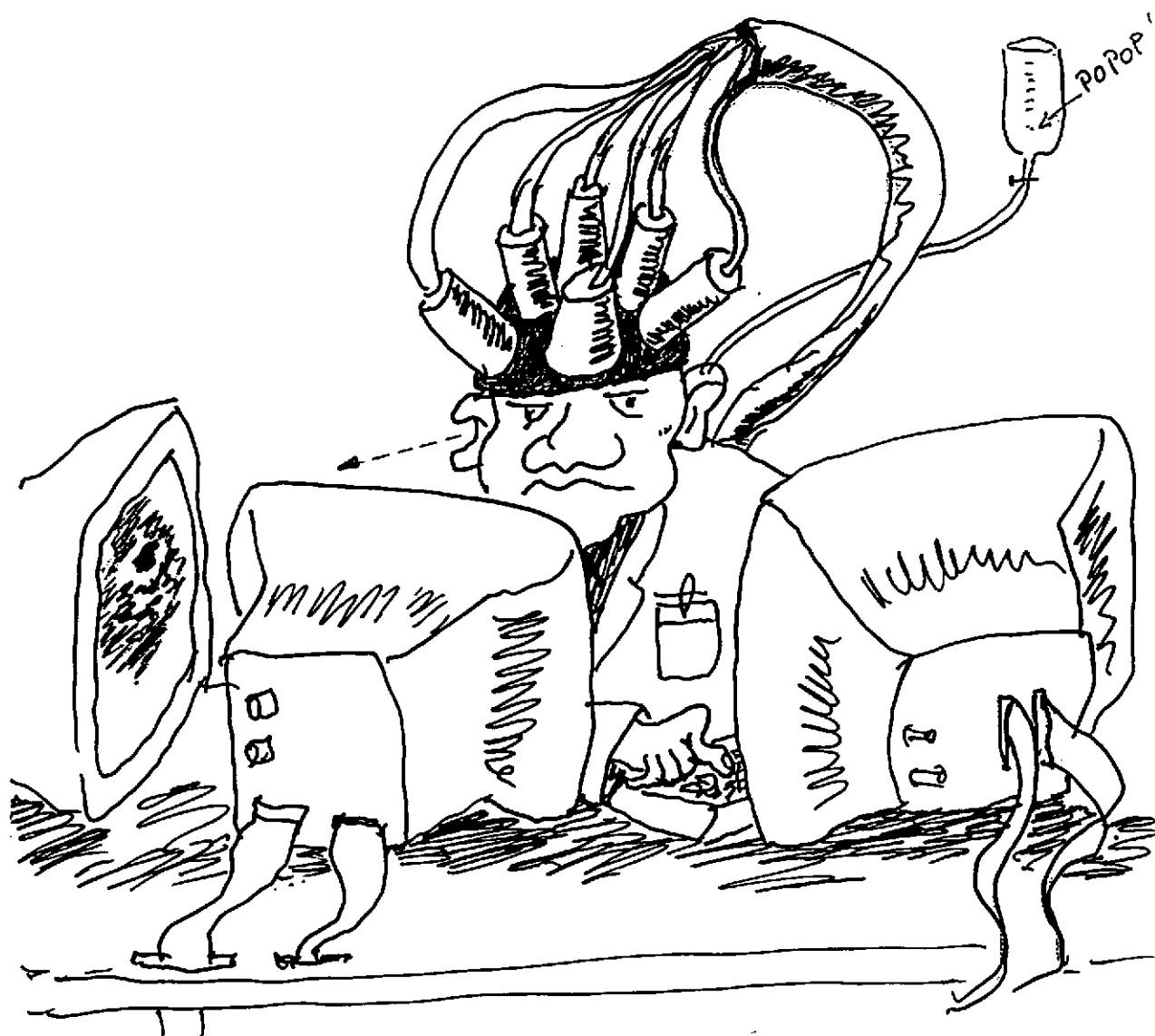
2) Le tomographe TOHR

Pour remédier à ce défaut nous venons de démarrer la réalisation d'un tomographe submillimétrique dont le principe permet de s'affranchir de la technique de reconstitution d'image. Reposant sur l'emploi de collimateurs focalisants et de marqueurs à cascade γ , il permet, grâce à sa haute efficacité (5% à comparer à 10^{-3} avec PET), de recueillir l'image souhaitée point par point. (5)

REFERENCES

- 1 – R. Mastrippolito et al., SOFI : a bidimensional detector for fast direct on line quantification of β particles on blots.
Biotechniques, Vol. 11 N°6 (1991)
- 2 – M. Bendali et al., Scintillating opticalfiber detectors for DNA sequencing.
Nucl. Instr. Meth. A 310 (1991)
- 3 – P. Lanièce et al. HRRI : a high resolution radioimager for fast direct quantification in in situ hybridization experiments.
Biotechniques, Vol. 17 N°2 (1994)
- 4 – A. Saoudi. Thèse. Orsay (1994)
- 5 – A. Valda Ochoa. Thèse en cours.

L'AVENIR (?)



Chercheur surveillant, *IN SITU & IN VIVO*,
son **taux de dopamine** pendant la simulation,
EX NIHILO + MONTE CARLO, de l'interaction
d'une **WIMP** dans un bolomètre.

SEMINAIRES JEUNES

INDRA ; Les Calibrations des CsI

Nathalie MARIE - GANIL - Groupe INDRA

Pour calibrer les 324 CsI d'INDRA, nous avons produit des réactions de diffusions élastique et inélastique de faisceaux secondaires constitués de p, d, t, ^3He , α sur des cibles de diffusion d'Au, Ta, et C. Ils étaient obtenus par le bombardement d'un faisceau primaire d' ^{16}C à 95 A. MeV sur une cible de production de ^{12}C . Les énergies des projectiles étaient fixées par le réglage de la rigidité magnétique du spectromètre de la ligne de faisceau. Les relations fonctionnelles reliant les points expérimentaux ainsi obtenus permettent de déterminer l'énergie déposée par un p, d, t, ^3He , ou α lors de son passage dans un CsI.

Un détecteur temps de vol pour des expériences de fission au FRS

Axel GREWE - Collaboration TH Darmstadt / GSI Darmstadt

Au FRS, il est possible d'étudier la fission coulombienne ($E^* \approx 12\text{MeV}$) de fragments exotiques de ^{238}U . On peut ainsi mesurer les distributions de charge d'isotopes non accessibles jusqu'à présent. Comme le recul de fission détériore la résolution en ΔE et donc en Z, un détecteur de temps de vol a été développé qui permet d'obtenir des résolutions $Z / \Delta Z > 50$.

Ce travail est soutenu par le BMFT.

Mesures de distributions angulaires de particules chargées produites par des neutrons rapides (30-70MeV) sur des noyaux légers (O, Al)

Sylvie BENCK - UC Louvain

En utilisant les facilités de production de neutrons rapides du Cyclotron à L-N-N, on mesurera pour plusieurs énergies de neutrons incidents les spectres en énergie et les distributions angulaires (allant de 20° à 160° par pas de 10°) des sections efficaces doublement différentielles ($\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}$) pour les réactions (n, px), (n, dx), (n, tx) et (n, α x) sur O et Al. De ces mesures on déduira le facteur "KERMA" (utilisé en dosimétrie) de l'oxygène pour plusieurs énergies de neutrons incidents.

Production de faisceaux isométriques

Dominique LESTRADE - Bruyères PTN

Le développement de nouvelles techniques expérimentales permet aujourd'hui de produire des faisceaux secondaires d'ions lourds radioactifs et d'étudier leur structure. Dans ce cadre, notre groupe cherche à étudier les propriétés des noyaux dans leur état isomérique. Des résultats expérimentaux encourageants montrent qu'il est possible d'obtenir des faisceaux isomériques de grande pureté par réaction directe. Cependant, les intensités obtenues restent faibles et nous envisageons d'autres mécanismes de réaction, telle la fragmentation du projectile, pour les améliorer.

Proposition pour une étude de la déformation par réaction de transfert

Claire GAUTHERIN - DAPNIA / SPhN - CE Saclay

La réaction de transfert de 2 nucléons $^{192}\text{Pt}(^{16}\text{O}, ^{14}\text{C})^{194}\text{Hg}$ est une méthode inédite proposée pour le peuplement d'états rotationnels superdéformés de bas spin du ^{194}Hg . Les transitions γ , qui signent une décroissance vers l'état isomérique 0^+ prédit, seraient détectés par le multidétecteur EUROGAM. L'éjectile de la réaction, le ^{14}C , serait détecté par un ensemble de 6 télescopes E- Δ E silicium (SASi) placé à 90° . SASi ne permettra pas qu'une discrimination en charge de l'éjectile, mais la granularité du détecteur EUROGAM devrait compenser cette déficience : coïncidences triples $^{14}\text{C}-\gamma-\gamma$, voire quadruples $^{14}\text{C}-\gamma-\gamma-\gamma$.

Méthode basée sur la rétrodiffusion Compton pour la mesure absolue de l'énergie du faisceau d'électrons de CEBAF avec une résolution de 10^{-4}

Dominique MARCHAND - DAPNIA / SPhN - CE Saclay

Des photons, produits par un laser dans l'infrarouge lointain, interagiront avec les électrons de 4 GeV du faisceau. Une chicane magnétique nous permettra de s'affranchir du faisceau après interaction afin de pouvoir détecter les photons rétrodiffusés d'énergie maximum $k'_{\text{max}} = 2,5$

MeV. En effet, on a $\frac{\Delta k'_{\text{max}}}{k'_{\text{max}}} = 2 \frac{\Delta e}{e}$ (e : énergie des électrons). La simulation nous a permis

de constater que les photons de basse énergie (< 1 MeV), émis par rayonnement synchrotron, produisaient un empilement sur la diode (HPGe). La solution d'un absorbeur en plomb est envisageable.

Traitement des événements de coïncidence d'ordre élevé

Christophe THEISEN - CRN Strasbourg

Le multidétecteur de rayonnements gamma EUROGAM fournit des événements de coïncidence d'ordre élevé (jusqu'à 6-7) dont le traitement accroit de façon spectaculaire la qualité des spectres. De nouvelles méthodes informatiques de stockage, de dépouillement, ainsi que de traitement du fond non corrélé ont été développées, afin de traiter rapidement les données recueillies.

Premiers résultats d'EUROGAM II

Hervé SAVAJOLS - CRN Strasbourg

Ce séminaire avait pour objet de présenter certains résultats préliminaires obtenus avec le multidétecteur gamma EUROGAM II installé auprès du VIVITRON (Strasbourg). Le noyau superdéformé (SD) ^{149}Gd a été produit dans la réaction de fusion évaporation $^{124}\text{Sn}(^{30}\text{Si}, 5n)$ avec un faisceau incident de 162 MeV. Pour déterminer les déformations quadrupolaires associés aux dix bandes superdéformées [FLI93] observées dans ce noyau, nous allons mesurer les durées de vie des états SD. Pour ce faire nous allons utiliser la méthode dite d'atténuation de l'effet Doppler (DSAM) avec une cible de 1 mg/cm^2 de ^{124}Sn évaporée sur 15 mg/cm^2 d'or. Les premiers résultats obtenus lors d'une expérience test de quatre heures nous permettent d'ores est déjà d'affirmer que les moments quadrupolaires associés aux différentes bandes

excitées pourront être déterminés avec une précision de l'ordre de 5 % lors de l'expérience de quatre jours planifiée au cours du mois d'Octobre. [Réf: S. Flibotte et al., Phys. Rev. Lett. 71(1993)688.]

Dommages créés dans les scintillateurs organiques par ions lourds

Corinne RÖHL - Collaboration TH Darmstadt / GSI Darmstadt

En utilisant les scintillateurs plastiques (p.e. BC 420 de BICRON) dans la recherche d'ions lourds relativistes, le risque d'obtenir des dommages dans le matériau par des ions doit être pris en compte. Les dommages changent les caractéristiques optiques du matériau, c'est-à-dire la vitesse effective de la lumière, le gain par énergie déposée et la transmission dans la région de la longueur d'onde principale d'émission de lumière. Les dommages changent les étalonnages des détecteurs en fonction de la dose appliquée.

Mesure des décroissances par protons et neutrons des résonances géantes : une signature des états multiphonons

Véronique PASCALON - IPN Orsay

Lors de deux expériences réalisées au GANIL sur SPEG, nous avons effectué des diffusions inélastiques (^{36}Ar sur ^{79}Zr et ^{40}Ar sur ^{58}Ni) en coïncidence avec les neutrons et protons émis (détectés par EDEN et PACHA). Le but est d'observer et de signer des états dits "multiphonons" qui sont des résonances géantes construites les unes sur les autres.

Détermination des temps caractéristiques des processus de fission conventionnelle et de fission rapide à l'aide de l'horloge neutronique dans les réactions : ^{20}Ne (220 MeV) + ^{nat}Re et ^{40}Ar (315 MeV) + ^{165}Ho

Isabelle TILQUIN - UC Louvain

Ces deux réactions mènent à la formation du même noyau composé (^{205}At) à la même énergie d'excitation. La comparaison des caractéristiques des fragments de fission (énergie, masse), des particules chargées légères (masse, charge, énergie) et des neutrons (multiplicité, distribution angulaire et énergie) émis dans chacune des réactions doit nous permettre d'établir les temps caractéristiques des deux processus de fission. Ce travail s'inscrit dans le cadre du projet franco-belge DEMON.

Analyse en multisource pour établir la séparation des neutrons de pré- et de post-fission

Thomas KEUTGEN - UC Louvain

Lors d'une fission binaire, les neutrons de pré- et de post-fission peuvent être différenciés en considérant la direction et la vitesse de leurs sources émettrices (le noyau composé et les fragments de fission). La méthode de séparation qui se base sur ce principe se nomme "méthode d'analyse en multisource". Cette méthode d'analyse, avant d'être appliquée à des données expérimentales, a été testée sur des données simulées au moyen du code GEMINI. Par ce moyen, il sera possible d'optimiser son utilisation et en déterminer les limites.

Etude du bruit de fond neutron au Laboratoire Souterrain de Modane

Vérène CHAZAL - IPN Lyon - MANOIR

Nous nous proposons, au sein de la collaboration EDELWESS, de rechercher -hors accélérateur- la Matière Noire pouvant exister sous forme de WIMPs (Weakly Interactive Massive Particles), à l'aide de bolomètres. Pour nous protéger du rayonnement cosmique, nous travaillons sous le tunnel de Modane. Mais le taux d'événements attendu étant très faible, il faut dans un premier temps étudier le bruit de fond neutron, c'est-à-dire mesurer exactement le nombre de neutrons présents, trouver leurs origines et le meilleur moyen pour s'en protéger.

Premiers résultats sur le système Ar + Ni avec le multidétecteur INDRA

Laurent NALPAS - DAPNIA - SPhN - CE Saclay

Le multidétecteur INDRA est destiné à l'étude de la multifragmentation des noyaux chauds formés lors des collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires. Les premiers résultats, obtenus sur le système Ar + Ni entre 32 et 95 A.MeV, mettent en évidence une évolution rapide des distributions des fragments de masses intermédiaires au voisinage 52 A.MeV. Les collisions les plus violentes conduisent alors à la production de fragments légers (absence de résidus lourds) ainsi qu'à l'apparition d'événements de vaporisation où le système se décompose en isotopes de charge $z = 1$ et $z = 2$. Des études complètes avec les calibrations en énergie devraient étayer dans un proche avenir ces observations.

Détermination sans ambiguïtés de la valeur d'un potentiel optique pour des systèmes symétriques lourds

Jean-Marc CASANDJIAN - GANIL Caen

En général il est impossible de déterminer sans ambiguïté la valeur des paramètres du potentiel d'interaction noyau-noyau. L'observation des oscillations Mott dans la section efficace de systèmes symétriques lourds, pour différents angles, permet de s'affranchir de ces ambiguïtés grâce à l'effet découplé de la partie imaginaire et de la partie réelle du potentiel optique. Une détermination précise du potentiel dans la région de surface est donc possible avec cette méthode. Le résultat pourra être comparé avec un potentiel prédit, par exemple, par des méthodes de convolution.

Mesure de l'émission électronique secondaire induite par des ions lourds

Annick BILLEBAUD - IPN Lyon

Lorsqu'une particule chargée rapide traverse une cible solide elle se ralentit en interagissant essentiellement avec les électrons des atomes cibles (excitations, ionisations). Il résulte de cette interaction une émission d'électrons dits "secondaires" des surfaces de la cible. Ces électrons sont étudiés par la mesure de plusieurs grandeurs telles que leurs rendements, leurs distributions en énergie et en angle, et leurs multiplicités. L'analyse de ces données permet d'approfondir l'étude des processus de dépôt d'énergie dans la matière.

Diffusions élastique, inélastique et réactions d'échange de charge pour des noyaux légers riches en neutrons (^6He , $^{10,11}\text{Be}$)

Maria-Dolorès CORTINA GIL - GANIL Caen

Présentation de l'expérience réalisée au GANIL avec un faisceau secondaire produit par fragmentation d'un faisceau primaire de ^{13}C et focalisé grâce au solénoïde supraconducteur SISSI. Les noyaux diffusés ont été identifiés et les distributions angulaires mesurées à l'aide de SPEG.

L'intérêt de cette expérience est surtout l'étude des réactions d'échange de charge vers des états isobariques analogues, qui sont sensibles à la différence entre les densités de neutrons et protons.

Les données sont en cours d'analyse et les premiers résultats obtenus sont très encourageants.

Tête de détecteur pour un ostéodensitomètre

Younès ISMAILI - LPC - ISMRA Caen

Mesure directe de masses de noyaux riches en protons

Marielle CHARTIER - GANIL Caen

Nous avons mesuré au GANIL les masses de noyaux proches de la drip-line protons dans la région $A \approx 60-80$ grâce à une technique de temps de vol directe. Les noyaux sont produits par fragmentation d'un faisceau de ^{78}Kr sur une cible de $^{nat}\text{Ni}(+\text{Ta})$. Ils sont sélectionnés en Z par stripping dans une feuille mince de ^{12}C au milieu du spectromètre α , puis détectés au niveau du spectromètre SPEG. Nous prévoyons une précision d'environ 150 keV sur la mesure.

Les résultats permettront de tester les modèles de nucléosynthèse astrophysique et de structure nucléaire pour ces noyaux loin de la stabilité.

Astrophysique Nucléaire : $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$

Vincent TATISCHEFF - CSNSM Orsay

Emission secondaire β proton : comparaison simulation/expérience

Jérôme GIOVINAZZO - CRN Stasbourg

L'étude de l'émission de protons consécutive à la décroissance β^+ / E.C. de noyaux déficitaires en neutrons permet d'obtenir des informations sur la densité d'état du noyau émetteur de proton, les largeurs partielles et les durées de vie.

A partir des données expérimentales obtenues dans la région de masse $A = 70 \sim 80$ et d'isospin $T_z = 1/2$, une simulation, développée à partir d'un modèle statistique permet de rendre compte de la structure fine observée sur les distributions en énergie des protons, et d'approcher les paramètres de modèles de calcul de la densité d'états et des largeurs d'émission.

Un détecteur à 3 étages pour fragments complexes et particules légères émis dans des collisions entre ions lourds

Marco LA COMMARA - *INFN Naples*

Dans l'étude de réactions profondément inélastiques entre ions lourds, il est fondamental de détecter les fragments complexes produits avec la meilleure précision. Dans cette direction, un détecteur à trois étages a été conçu et réalisé afin de définir la charge, l'énergie et l'angle d'émission de ces fragments.

Electronique associée à l'ensemble de détection de GRAAL

Henri BUGNET - *ISN Grenoble*

Les besoins en électronique de l'ensemble de détection de GRAAL et de HARE (MWPC, murs plastiques...) nous ont amené à développer GASIC (Application Specific Integrated Circuits). Conjointement, la mise au point d'une acquisition pour la lecture de ces ASIC a eu lieu. L'ensemble modulaire électronique-acquisition ainsi constitué atteint un haut niveau de performance et peut être utilisé pour d'autres détecteurs. (Contact ISN : J. POUXE).

LISTE DES PARTICIPANTS

ABGRALL YvonLPT Bordeaux - Rue du Solarium - F-33175 GRADIGNAN Cedex (*abgrall@frcpn11.in2p3.fr*)**AMEIL Frédéric**

IPN Orsay - BP 1 - F-91406 ORSAY Cedex

AMOUROUX VivianeLPC Clermont - Université Blaise Pascal - F-63177 AUBIERE Cedex (*amouroux@frcpn11.in2p3.fr*)**BENCK Sylvie**

IPN - 2 Chemin du Cyclotron - UC Louvain - B-1348 LOUVAIN-LA-NEUVE - BELGIQUE

BERGER LionelLPC Clermont - Université Blaise Pascal - F-63177 AUBIERE Cedex (*berger@frcpn11.in2p3.fr*)**BILLEBAUD Annick**IPN Lyon - 43 Bld du 11 Novembre 1918 - F-69622 VILLEURBANNE Cedex (*billebaud@lyolav.in2p3.fr*)**BISQUER Eric**IPN Lyon - 43 Bld du 11 Novembre 1918 - F-69622 VILLEURBANNE Cedex (*bisquer@lyolav.in2p3.fr*)**BOBIN Christophe**IPN Lyon - 43 Bld du 11 Novembre 1918 - F-69622 VILLEURBANNE Cedex (*bobin@lyohp3.in2p3.fr*)**BOULAND Olivier**

LEPh / SPRC / DER / DRN - CE Cadarache - F-13108 St-PAUL-LEZ- DURANCE Cedex

BOURGEOIS ChristianIPN Orsay - BP 1 - F-91406 ORSAY Cedex (*cbourgeo@frcpn11.in2p3.fr*)**BOURGINE Frédéric**CEN Bordeaux - BP 120 - F-33175 GRADIGNAN Cedex (*bourgine@borsu0.in2p3.fr*)**BROM Jean-Marie**

CRN Strasbourg - BP 28 - F-67037 STRASBOURG Cedex 2

BROU RenéLPC / ISMRA - Bld du Maréchal Juin - F-14050 CAEN Cedex (*brou@frcpn11.in2p3.fr*)**BUGNET Henri**

ISN Grenoble - 53 Av. des Martyrs - F-38026 GRENOBLE Cedex

CALVAT PascalISN Grenoble - 53 Av. des Martyrs - F-38026 GRENOBLE Cedex (*calvat@frcpn11.in2p3.fr*)**CASANDJIAN Jean-Marc**GANIL - BP 5027 - F-14021 CAEN Cedex (*casandjian@ganac4.in2p3.fr*)**CHARTIER Marielle**GANIL - BP 5027 - F-14021 CAEN Cedex (*chartier@ganac4.in2p3.fr*)**CHAZAL Vèrène**IPN Lyon - 43 Bld du 11 Novembre 1918 - F-69622 VILLEURBANNE Cedex (*verene@lyolav.in2p3.fr*)**CLERGEAU Jean- François**IPN Lyon - 43 Bld du 11 Novembre 1918 - F-69622 VILLEURBANNE Cedex (*clergeau@frcpn11.in2p3.fr*)**COLIN Jean**

LPC / ISMRA - Bld du Maréchal Juin - F-14050 CAEN Cedex

CORTINA GIL Maria-DoloresGANIL - BP 5027 - F-14021 CAEN Cedex (*cortina@ganac4.in2p3.fr*)**COSZACH Romuald**

IPN - UC Louvain - 2 Chemin du Cyclotron - B-1348 LOUVAIN-LA-NEUVE - BELGIQUE

CZAJKOWSKI SergeCEN Bordeaux - BP 120 - F-33175 GRADIGNAN Cedex (*czajkows@frcpn11.in2p3.fr*)

DESESQUELLES Pierre

ISN Grenoble - 53 Av. des Martyrs - F-38026 GRENOBLE Cedex

DIDELEZ Jean-PierreIPN Orsay - BP 1 - F-91406 ORSAY Cedex (*didelez@ipncls.in2p3.fr*)**DORVAUX Olivier**CRN Strasbourg - BP 28 - F-67037 STRASBOURG Cedex 2 (*dorvaux@frcpn11.in2p3.fr*)**DUMONT Paul**IPNE - Univ. de Liège - Bât. 15 - B-4000 LIEGE I - BELGIQUE (*dumont@gw.vnipc.vlg.ac.be*)**DUVAL Marie-Alix**IPN Orsay - BP 1 - F-91406 ORSAY Cedex (*duval@ipncls.in2p3.fr*)**ELANIQUE Abdellatif**

CRN Strasbourg - BP 28 - F-67037 STRASBOURG Cedex 2

EL MASRI Youssef

IPN - 2 Chemin du Cyclotron - UC Louvain - B-1348 LOUVAIN-LA-NEUVE - BELGIQUE

ESCHBACH Romain

CEN Bordeaux - BP 120 - F-33175 GRADIGNAN Cedex

FLEURET FrédéricLPNHE - Ecole Polytechnique - Route de Saclay - F-91128 PALAISEAU Cedex (*fleuret@frcpn11.in2p3.fr*)**FOURNIER Guy**DAPNIA / SPHn - CE Saclay - F-91191 GIF-SUR-YVETTE Cedex (*fournier@phnx7.saclay cea.fr*)**FRASCARIA Robert**IPN Orsay - BP 1 - F-91406 ORSAY Cedex (*frascaria@ipncls.in2p3.fr*)**GARCIA Jean-Baptiste**CRN Strasbourg - BP 28 - F-67037 STRASBOURG Cedex 2 (*garcia@frcpn11.in2p3.fr*)**GAUTHERIN Claire**

DAPNIA / SPHn - CE Saclay - F-91191 GIF-SUR-YVETTE Cedex

GIOVINAZZO Jérôme

CRN Strasbourg - BP 28 - F-67037 STRASBOURG Cedex 2

GOUTTE Dominique

DAPNIA / SPHn - CE Saclay - F-91191 GIF-SUR-YVETTE Cedex

GRENIER PhilippeDAPNIA / SPHn - CE Saclay - F-91191 GIF-SUR-YVETTE Cedex (*grenier@phnx7.saclay cea.fr*)**GREWE Axel**TH Darmstadt - IFK - Schlossgartenstr. 9 - D-64289 DARMSTADT - ALLEMAGNE (*grewe@frs.gsi.de*)**GUINAULT Emmanuelle**IPN Orsay - BP 1 - F-91406 ORSAY Cedex (*guinault@ipnvax.in2p3.fr*)**GURRIARAN Rodolfo**CEN Bordeaux - BP 120 - F-33175 GRADIGNAN Cedex (*gurriara@frcpn11.in2p3.fr*)**HAMMACHE Faïrouz**

CSNSM Orsay - Bâtiments 104-108 - F-91405 ORSAY Campus

HANNACHI Fazia

CSNSM Orsay - Bâtiments 104-108 - F-91405 ORSAY Campus

HASS BernardCRN Strasbourg - BP 28 - F-67037 STRASBOURG Cedex 2 (*bhaas@frcpn11.in2p3.fr*)**IBNOUZAHIR Mohamed**

LPC Clermont - Université Blaise Pascal - F-63177 AUBIERE Cedex

ISMAILI Younès

LPC / ISMRA - Bld du Maréchal Juin - F-14050 CAEN Cedex

KEUTGEN ThomasIPN - UC Louvain - 2 Che. du Cyclotron - B-1348 LOUVAIN-LA-NEUVE - BELGIQUE (*keutgen@fynu.ucl.ac.be*)**KHADIRI Najia**CRN Strasbourg - BP 28 - F-67037 STRASBOURG Cedex 2 (*khadiri@frcpn11.in2p3.fr*)

LA COMMARA MarcoINFN - Pad. 20 - Mostra d'Octemare - I-80125 NAPOLI - ITALIE (*lacommar@na.infn.it*)**LAUNE Bernard**IPN Orsay - BP 1 - F-91406 ORSAY Cedex (*laune@ipncls.in2p3.fr*)**LEPRÊTRE Alfred**

DAPNIA / SPHn - CE Saclay - F-91191 GIF-SUR-YVETTE Cedex

LESTRADE DominiqueCEA - Service PTN - BP 12 - F-91680 BRUYERES-LE-CHATEL (*lestrade@bruyeres.cea.fr*)**L'HÔTE Denis**DRECAM / SPEC - CE Saclay - F-91191 GIF-SUR-YVETTE Cedex (*lhote@amoco.saclay.cea.fr*)**LOPEZ Olivier**

LPC / ISMRA - Bld du Maréchal Juin - F-14050 CAEN Cedex

LUCAS RenéeDAPNIA / SPHn - CE Saclay - F-91191 GIF-SUR-YVETTE Cedex (*lucas@phnx7.saclay.cea.fr*)**MAIRE Michel**LAPP - BP 110 - F-74941 ANNECY-LE-VIEUX Cedex (*maire@frcpn11.in2p3.fr*)**MARCHAND Dominique**DAPNIA / SPHn - CE Saclay - F-91191 GIF-SUR-YVETTE Cedex (*marchad@phnx7.saclay.cea.fr*)**MARIE Nathalie**

GANIL - BP 5027 - F-14021 CAEN Cedex

MARRONCLE JacquesDAPNIA / SPHn - CE Saclay - F-91191 GIF-SUR-YVETTE Cedex (*marronc@phnx7.saclay.cea.fr*)**MEOT Vincent**

DAPNIA / SPHn - CE Saclay - F-91191 GIF-SUR-YVETTE Cedex

MITTIG Wolfgang

GANIL - BP 5027 - F-14021 CAEN Cedex

NALPAS LaurentDAPNIA / SPHn - CE Saclay - F-91191 GIF-SUR-YVETTE Cedex (*nalpas@phnx7.saclay.cea.fr*)**NOUAIS Denis**SUBATECH - 2 rue de la Houssinière - F-44072 NANTES Cedex (*nouais@frcpn11.in2p3.fr*)**PASCALON Véronique**IPN Orsay - BP 1 - F-91406 ORSAY Cedex (*pascalon@ipncls.in2p3.fr*)**PETRACHE Costel**

CRN Strasbourg - BP 28 - F-67037 STRASBOURG Cedex 2

PHAN Xuân Hô

DAPNIA / SPHn - CE Saclay - F-91191 GIF-SUR-YVETTE Cedex

PUSSIEUX Thierry

DAPNIA / SPHn - CE Saclay - F-91191 GIF-SUR-YVETTE Cedex

RAEPSAET Caroline

DRN / DMT / SERMAS / LEPP - CE Saclay - F-91191 GIF-SUR-YVETTE Cedex

RAMILLIEN ValérieLPC Clermont - Université Blaise Pascal - F-63177 AUBIERE Cedex (*ramillie@frcpn11.in2p3.fr*)**REUSEN Ils**IKS - KU Leuven - Celestynenlaan 200 D - B-3001 LEUVEN - BELGIQUE (*ils.reusen@fys.kuleuven.ac.be*)**RÖHL Corinne**TH Darmstadt - IFK - Schlossgartenstr. 9 - D-64289 DARMSTADT - ALLEMAGNE (*roehl@fzs.gsi.de*)**RUSSEW Thomas**ISN Grenoble - 53 Av. des Martyrs - F-38026 GRENOBLE Cedex (*russew@frcpn11.in2p3.fr*)**SAVAJOLS Hervé**

CRN Strasbourg - BP 28 - F-67037 STRASBOURG Cedex 2

SZMIGIEL Michel

CEA - Service PTN - BP 12 - 91680 BRUYERES-LE-CHATEL

TATISCHEFF VincentCSNSM Orsay - Bâtiments 104-108 - F-91405 ORSAY Campus (*tatische@frcpn11.in2p3.fr*)**THEISEN Christophe**CRN Strasbourg - BP 28 - F-67037 STRASBOURG Cedex 2 (*theisen@ernsv1.in2p3.fr*)**THIBAUD Jean-Pierre**

CSNSM Orsay - Bâtiments 104-108 - F-91405 ORSAY Campus

TILQUIN Isabelle

IPN - UC Louvain - 2 Chemin du Cyclotron - B-1348 LOUVAIN-LA-NEUVE - BELGIQUE

TORRES RémiCEN Bordeaux - BP 120 - F-33175 GRADIGNAN Cedex (*torres@borsu11.in2p3.fr*)**VALENTIN Luc**

IPN Orsay - BP 1 - F-91406 ORSAY Cedex et LPN Paris VII

VAREILLE AymericCEN Bordeaux - BP 120 - F-33175 GRADIGNAN Cedex (*vareille@borsu7.in2p3.fr*)**VOUTIER Eric**ISN Grenoble - 53 Av. des Martyrs - F-38026 GRENOBLE Cedex (*voutier@frcpn11.in2p3.fr*)**WAGEMANS Cyriel**NPL - Proeftuinstraat 86 - B-9000 GENT - BELGIQUE (*wagemans@vax.irmm.jrc.rtt.be*)