



Comment détecter les neutrons ?

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

► To cite this version:

Y. El Masri, Th. Keutgen, I. Tilquin. Comment détecter les neutrons ?. École thématique. Ecole Joliot Curie "Physique nucléaire instrumentale : des éléments pour un bon choix", Maubuisson, (France), du 12-17 septembre 1994 : 13ème session, 1994. cel-00648784

HAL Id: cel-00648784

<https://cel.hal.science/cel-00648784>

Submitted on 6 Dec 2011

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

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.

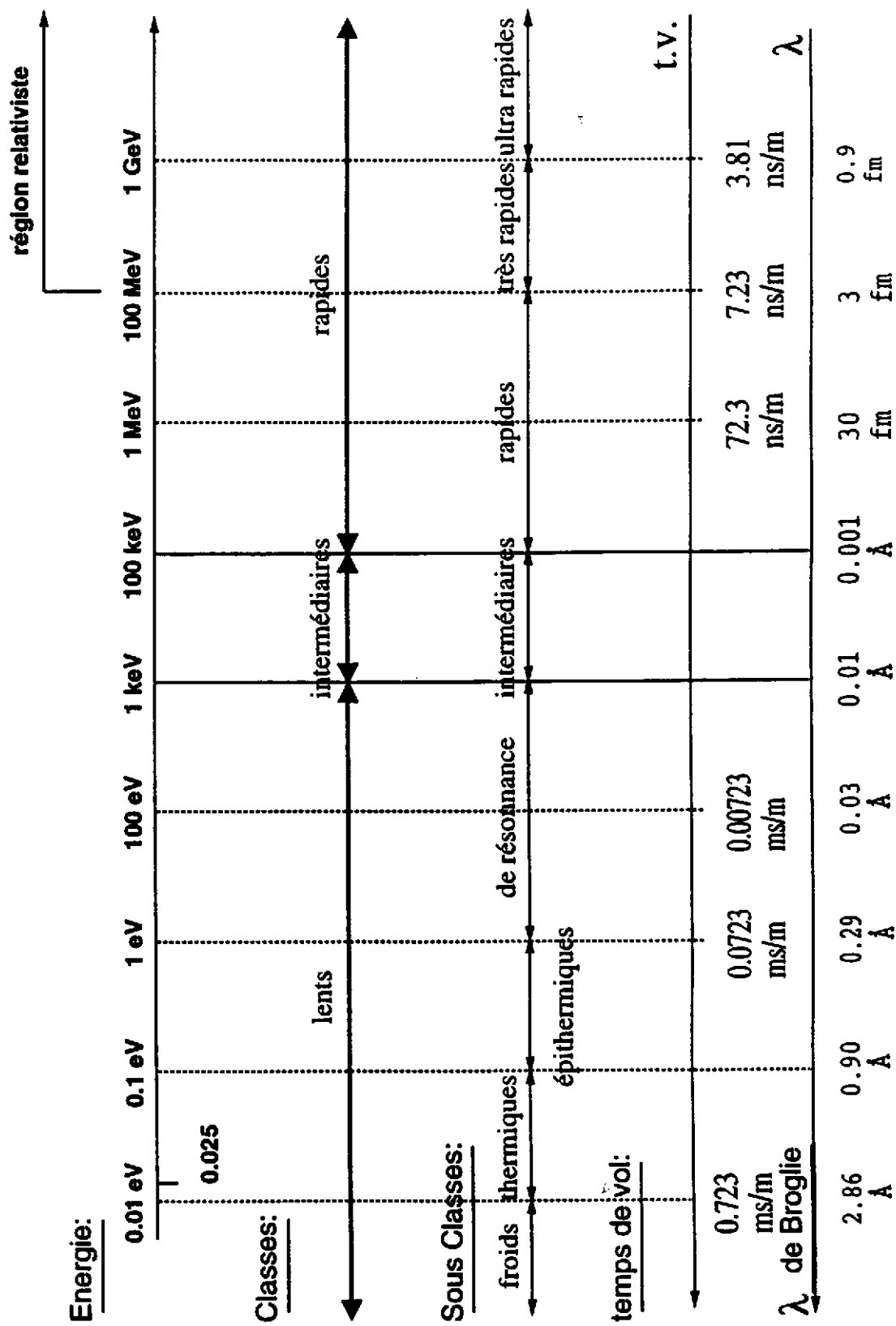
Le domaine de recherche de la physique du neutron couvre approximativement une dynamique de 13 décades (10^{-3} eV à 10^{10} eV) comme le montre la figure 1. Par conséquent, il n'est pas surprenant que l'on ait développé une grande variété de détecteurs à neutron correspondant à chaque classe ou sous-classe 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 inhibeurs...
- 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 de diffractionnel ($v = 1$), λ la longueur d'onde de de Broglie associée au neutron $\lambda = \frac{0.286}{\sqrt{E_n(\text{eV})}} \text{ \AA}$, d la distance interplan des cristaux utilisés ($2 \sim 3 \text{ \AA}$) 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' $(^3, ^4)\text{He}$, ^{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>Q</u>
	<u>$E_n = 0.025 \text{ eV}$</u> <u>(n_{th})</u>	<u>$E_n = 1 \text{ MeV}$</u> <u>(n_R)</u>	<u>naturel</u> <u>(%)</u>	<u>(MeV)</u> $E_{p1} + E_{p2} = E_n + Q$
$n + p \longrightarrow n + p$	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
$n + {}^{235}\text{U} \longrightarrow \text{fission}$	582	1.2	0.7	- 200
$n + {}^{239}\text{Pu} \longrightarrow \text{fission}$	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) $n + {}^{12}\text{C} \longrightarrow \text{P.C.} + \gamma$ (SCINTILLATEURS ORG.)

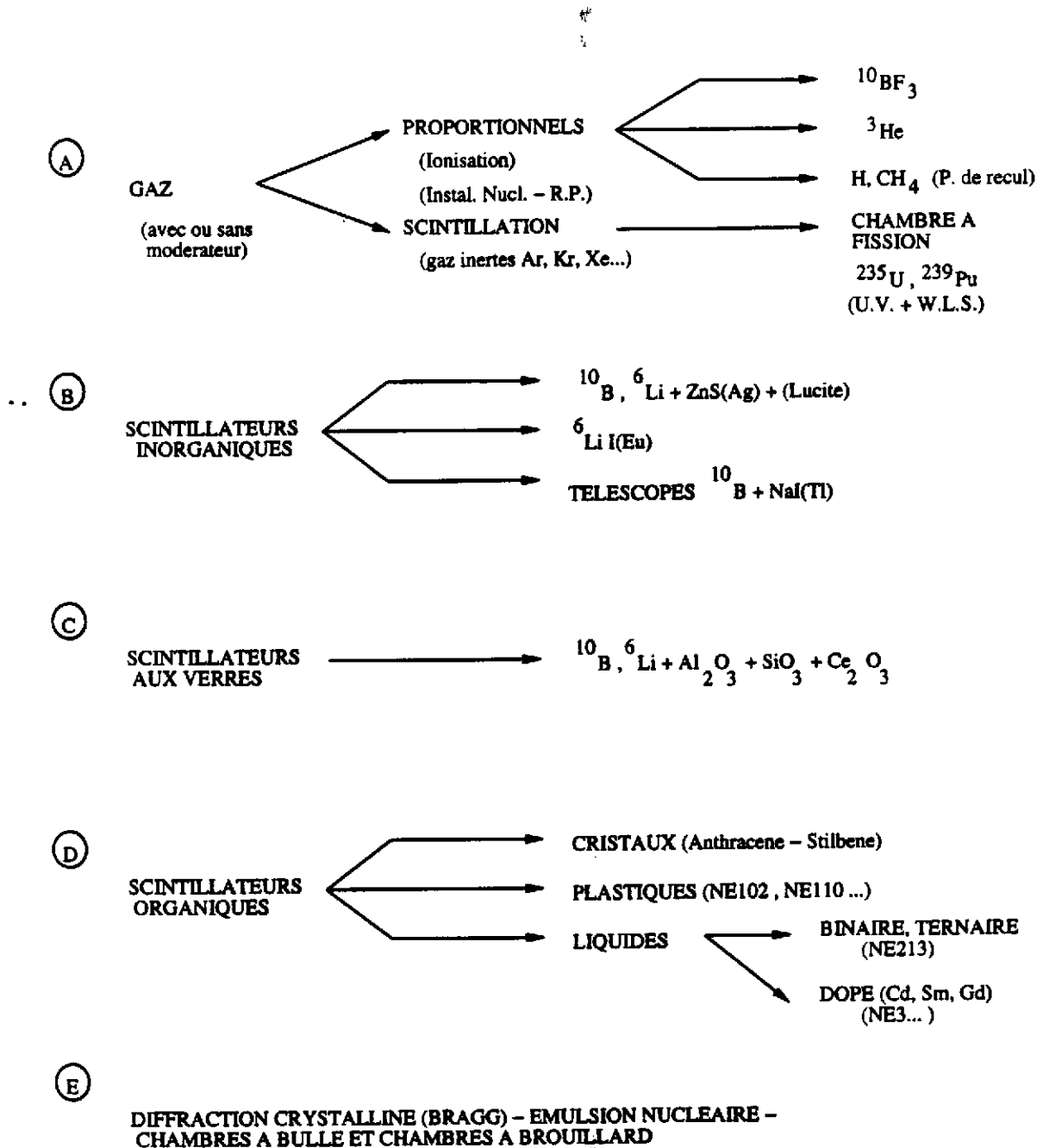
(B) DIFFRACTION DE BRAGG

 $v\lambda = 2d \sin\theta$
cristal (Be,...)

 $0.1 \text{ eV} < E_n < 10 \text{ eV}$
 $d = 2 - 3 \text{ \AA}$

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 $^{10}\text{B}(\sim 10 \text{ mm})$ 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 ($\sim \text{ns}$) 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 $E_n \leq 2 \text{ MeV}$. Ces détecteurs sont désignés commercialement par la série NE9-- selon la concentration en ^6Li .
- d) les détecteurs à scintillateurs organiques que nous décrirons 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 ...

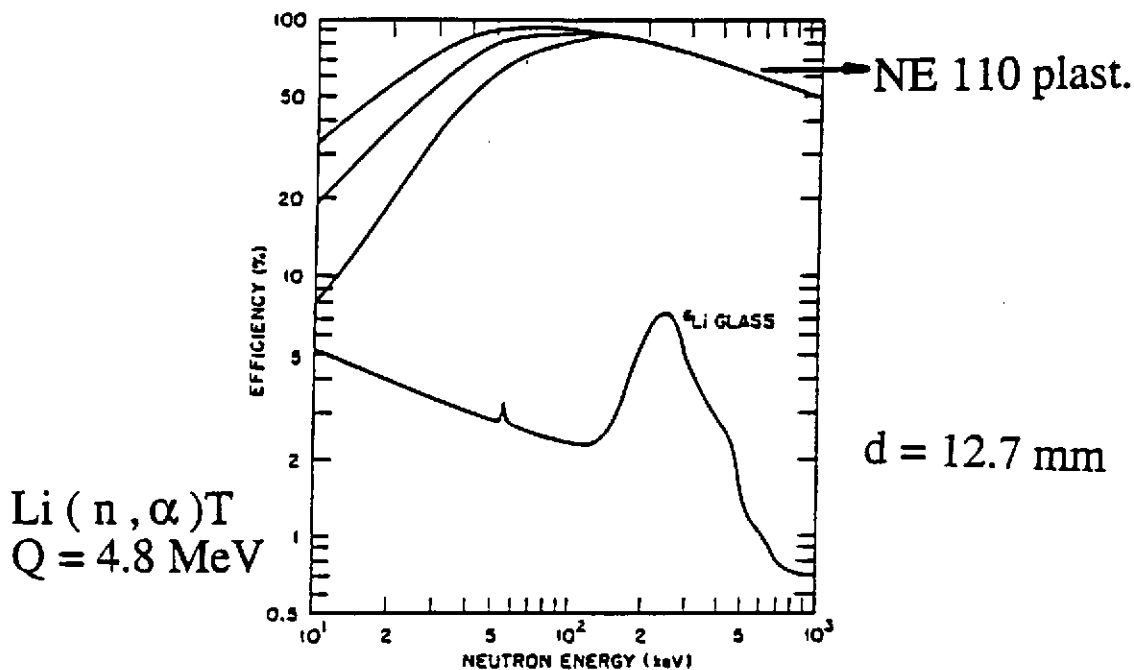
D. Détecteurs spécifiques aux neutrons lents

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

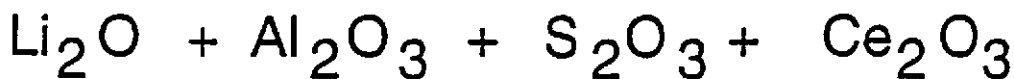
Figure 2:

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 Valajil²⁹.^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

<u>Détecteurs</u>	<u>Efficiences</u>		<u>Temps de réponse</u>	<u>Discr. n - γ</u>
	<u>absolue</u>	<u>relative</u>		
compteur prop. BF_3	qq %	$1/v_n$	micro sec	excellente
compteur prop. ^3He	qq 10 %	$1/v_n$	micro sec	excellente
chambre à fission	qq %	résonn.	micro sec	excellente
scint. B, Li+ZnS(Ag)	qq 10 %	$1/v_n$	ns	difficile ①
B, Li + verres scintill.	qq 10 %	$1/v_n$	ns	difficile ②
^6LiI (Eu)	qq %	$1/v_n$	100 ns	très difficile
$^{10}\text{B} + \text{NaI(Tl)}$	qq 10 %	$1/v_n$	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.

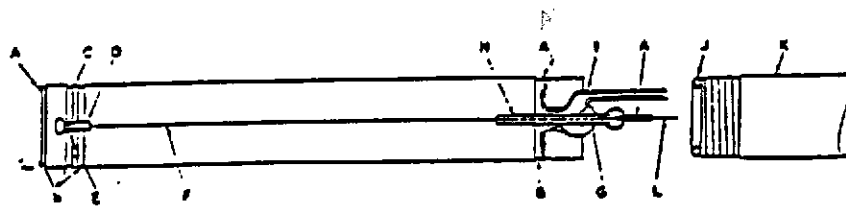
D'une manière générale et pour étayer la discussion générale du précédent paragraphe A), nous constatons par exemple : a) que la condition optimale favorisant la résolution en énergie se trouve quasi-constamment en opposition avec la condition favorisant l'efficacité intrinsèque de détection ; b) que celle qui offre une bonne discrimination n- γ 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- γ 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- γ 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- γ 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 $(\frac{3}{4} E_n$ 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, or

- | | |
|--|--|
| <p>A Hard-soldered at these four points using silver-copper eutectic solder of melting point 77K°C</p> <p>B Swages rolled into body for location of end-caps and for locking quartz disc.</p> <p>C Quartz disc</p> <p>D Tube for end termination, spring-loaded</p> <p>E Inconel coil spring</p> <p>F Tungsten or Inconel wire anode</p> | <p>G Spot weld in anode wire</p> <p>H Guard-ring electrode</p> <p>I Glass metal seal</p> <p>J O-ring seal</p> <p>K Screwed end-cap of appropriate length, fitted with optional end termination, provided air-tight joint when screwed into counter body</p> <p>L Nickel wire</p> |
|--|--|

General construction of a boron-trifluoride proportional counter. (from ref. 44).

A. BF_3 Tube Pulse Height Spectra—The Wall Effect

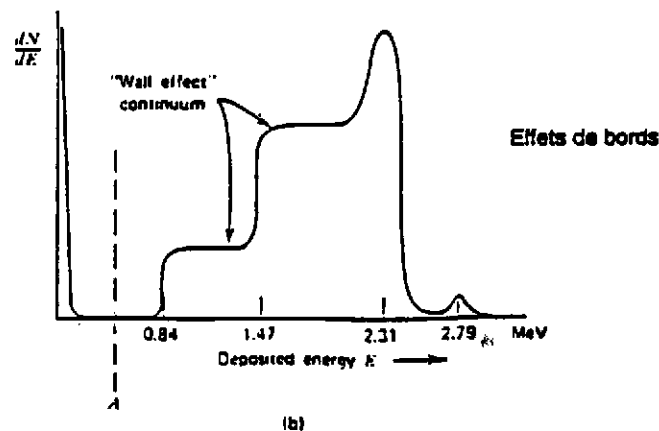
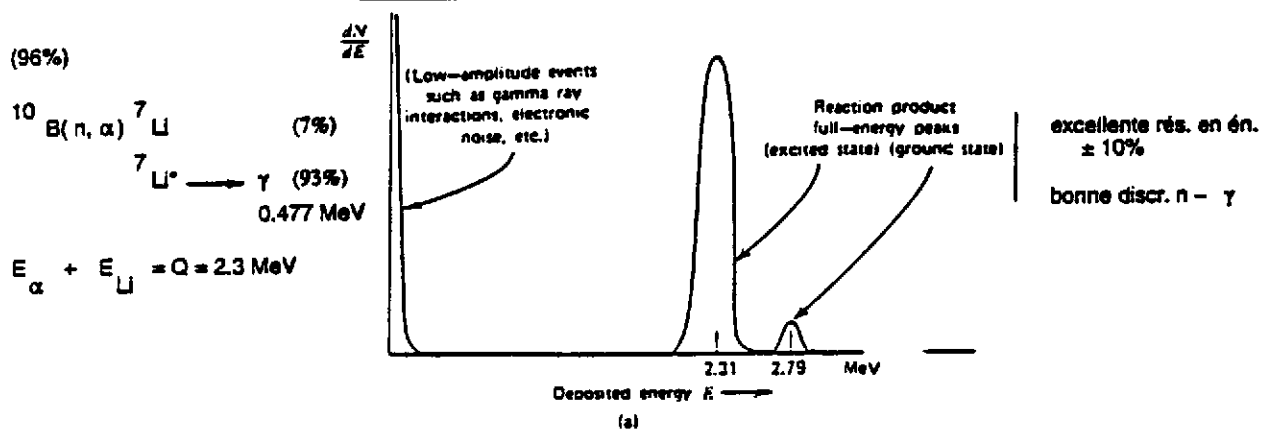


Tableau 4:
DETECTEURS SPECIFIQUES AUX NEUTRONS RAPIDES

Détecteurs	Résolution énergétique A	Discrim. n - γ B	Temps de réponse C	Efficience 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 $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}$	nulle	bonne	lent	bonne constante	faible	25 KeV - 5 MeV
scintill. liquide $\text{Sm, Gd}(n, \gamma)$	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:

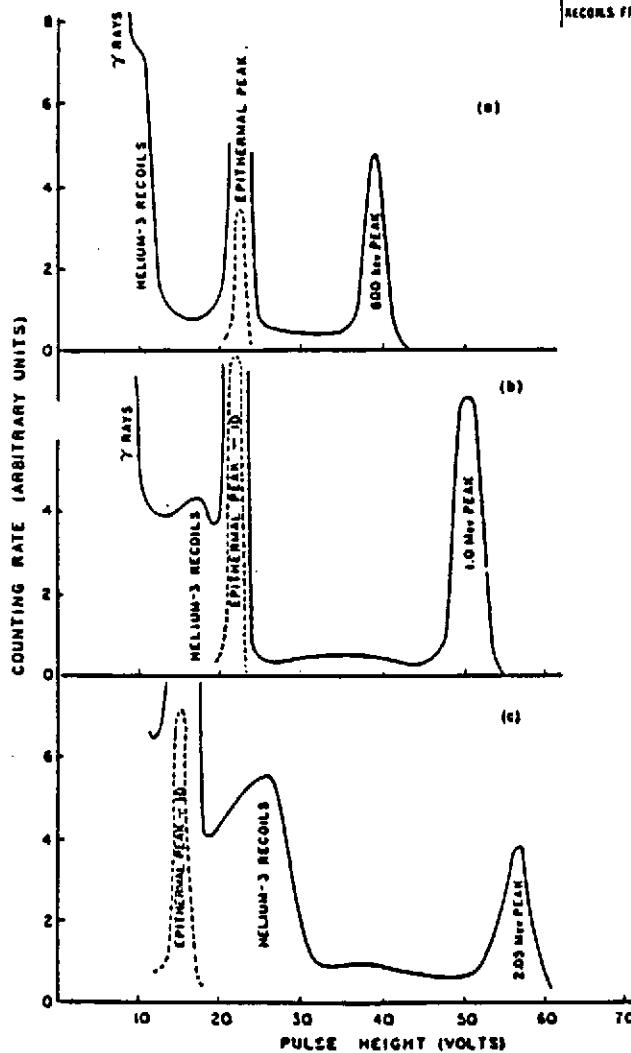
Fonction de reponse
d'un detecteur à ^3He
aux neutrons rapides

$$^3\text{He}(n,p)\text{T} \quad \sigma_{\text{th}} = 5500\text{b}$$

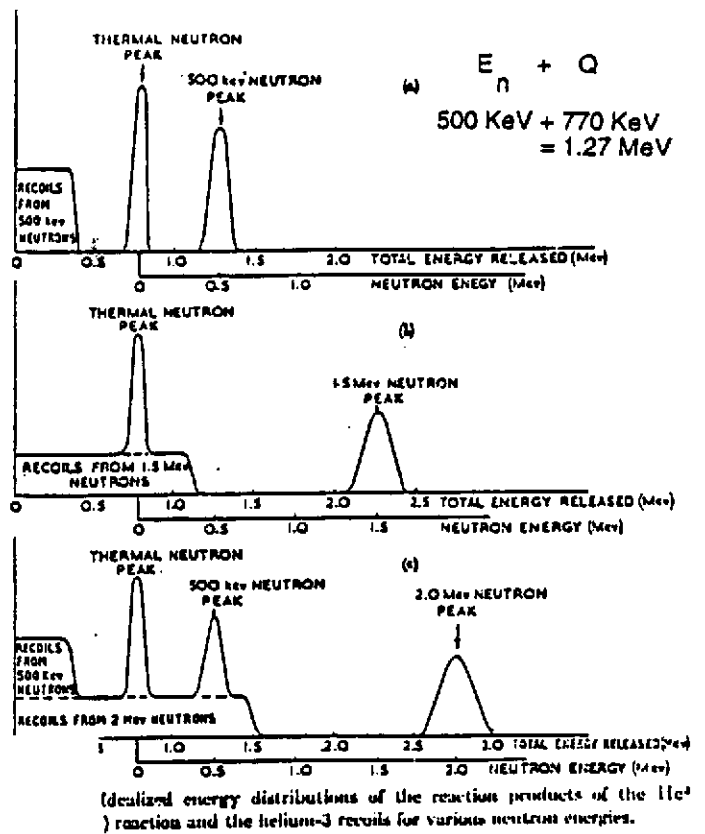
$$E_p + E_T = E_n + Q \quad (0.77 \text{ MeV})$$

toutefois $\sigma(^3\text{He}(n,n)^3\text{He}) = 2 \sigma(^3\text{He}(n,p)\text{T})$

$$E_{\text{He}}(\text{recoil}) = 3/4 E_n$$



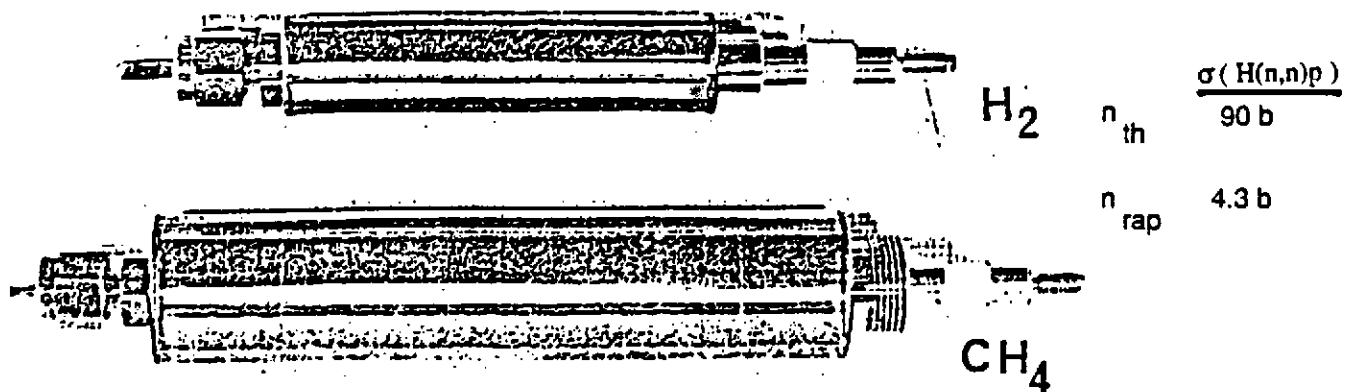
Pulse-height distributions with neutrons of (a) 600 keV, (b) 1.0 MeV, and (c) 2.0 MeV. Epithermal peaks are shown $1/10$ actual size.



Sp. expér.

$$E_n = 600 \text{ KeV, } 1 \text{ MeV} \\ \text{et } 2.5 \text{ MeV}$$

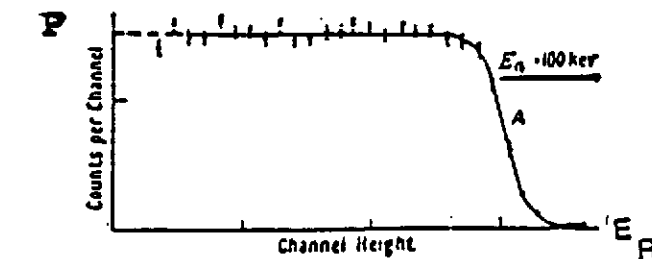
Figure 5:
Compteurs proport. à protons de recul



	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	330 cm Hg
N ₂ pressure	19 cm Hg	19 cm Hg
Material	Stainless steel	Stainless steel

$$E_R(\text{recol}) = E_n \cos^2 \Theta_R$$

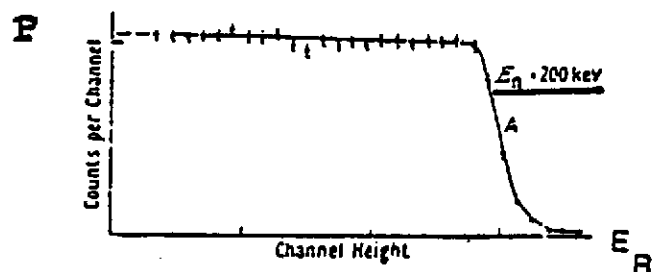
Cylindrical proportional counters; the upper is used with hydrogen, the lower with methane. (From ref. 148.)



Spectre en Energie

$$P(E_R) = 1/E_n$$

rectangulaire



Pulse-height distribution in hydrogen filled counters (A153).
Counter pressure 130 cm Hg; diameter of counter 3 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 ($\lambda_{max} = 425 \text{ nm}$).
- 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 ($\sim \text{ns}$). 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 délocalisées 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

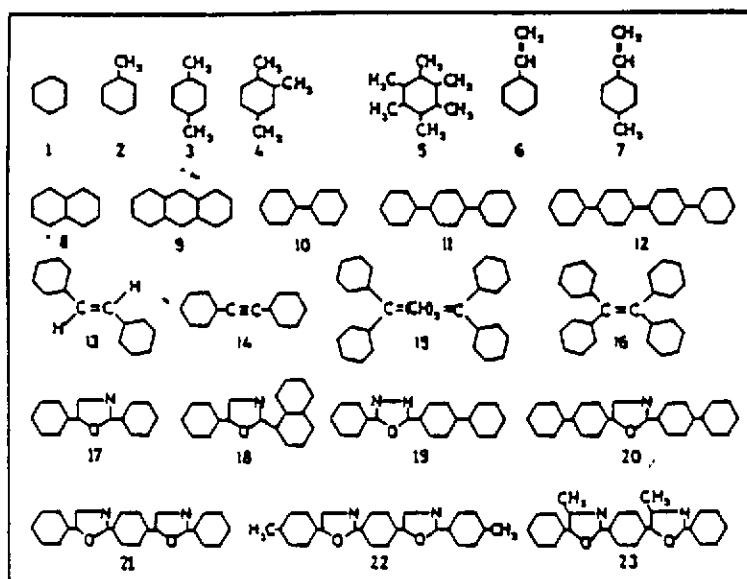
Figure 6:
Nomenclatures chimiques et structures
moléculaires des scintillateurs organiques

Organic scintillator compounds.

Compound	Formula	Application ^a
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

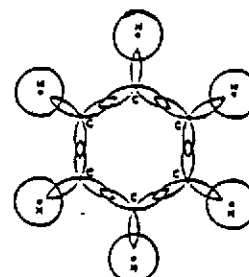
^a S—primary solvent; S'—secondary solvent; PS—primary solute; SS—secondary solute; C—crystal scintillator.

RADICAUX BENZOÏQUES – STRUC. PLANE



Molecular structures of some organic scintillator compounds.

Mol. de benzène



The p-orbital hybrid orbitals of the carbon atoms of benzene

Liaisons interatomiques
de type σ The π -molecular orbitals in benzene (Coulson, 1917).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 paires. Ils sont généralement séparés de 3 à 4 eV en moyenne. Les états triplets correspondent à des électrons non paires 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 dés excitent 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.

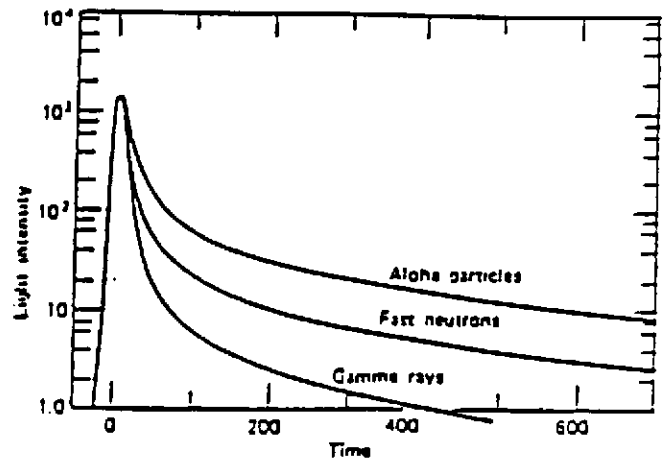
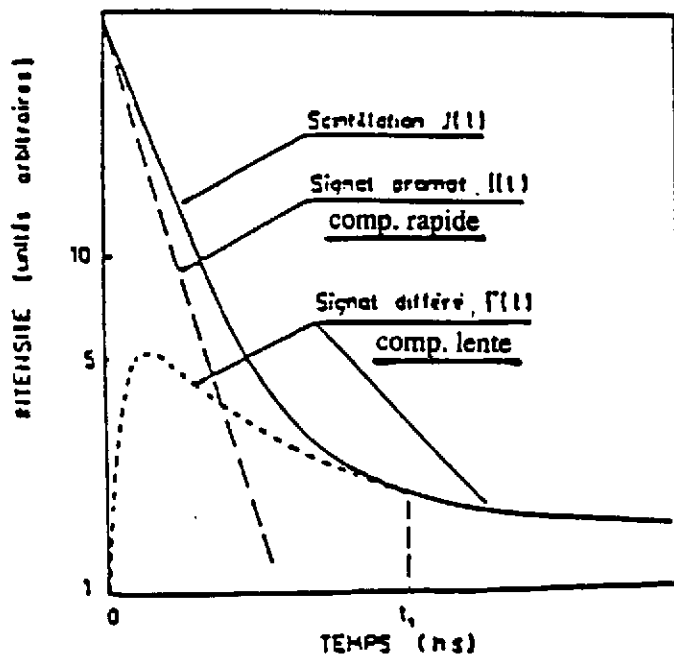
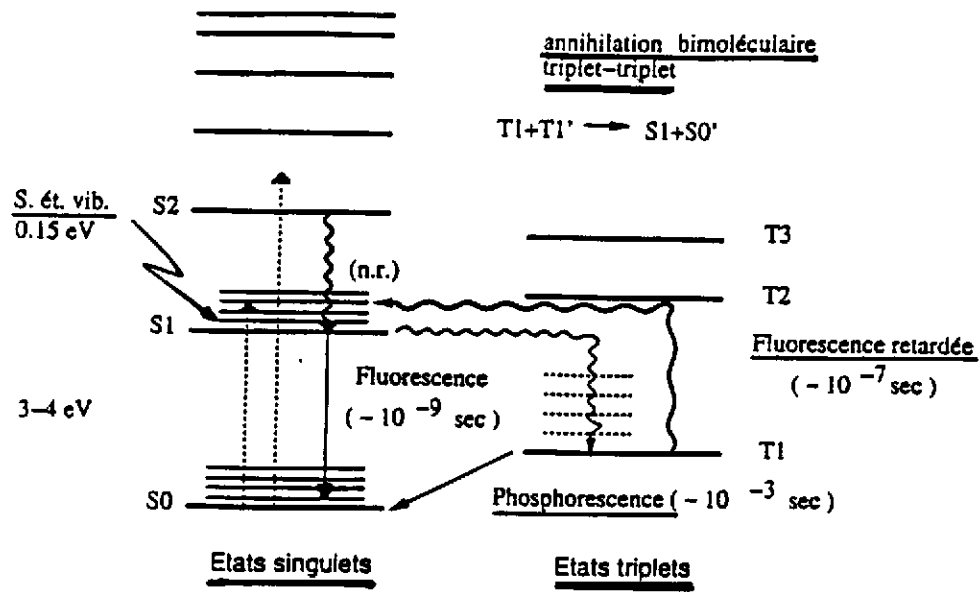
Le mécanisme qui favorise fortement le peuplement des états triplets est d'autant plus important que la particule détectée est ionisante (de Z élevé et de faible énergie). Il fait apparaître des zones de grande concentration en molécules activées dont la densité dépend du dE/dx de la particule ionisante. Par contre, les particules peu ionisantes (e^- , $\mu^\pm$, ...) 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 " $\sim$ 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 dépens des états singulets et contribue donc à l'émission de la fluorescence retardée aux dépens 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 prompt 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:

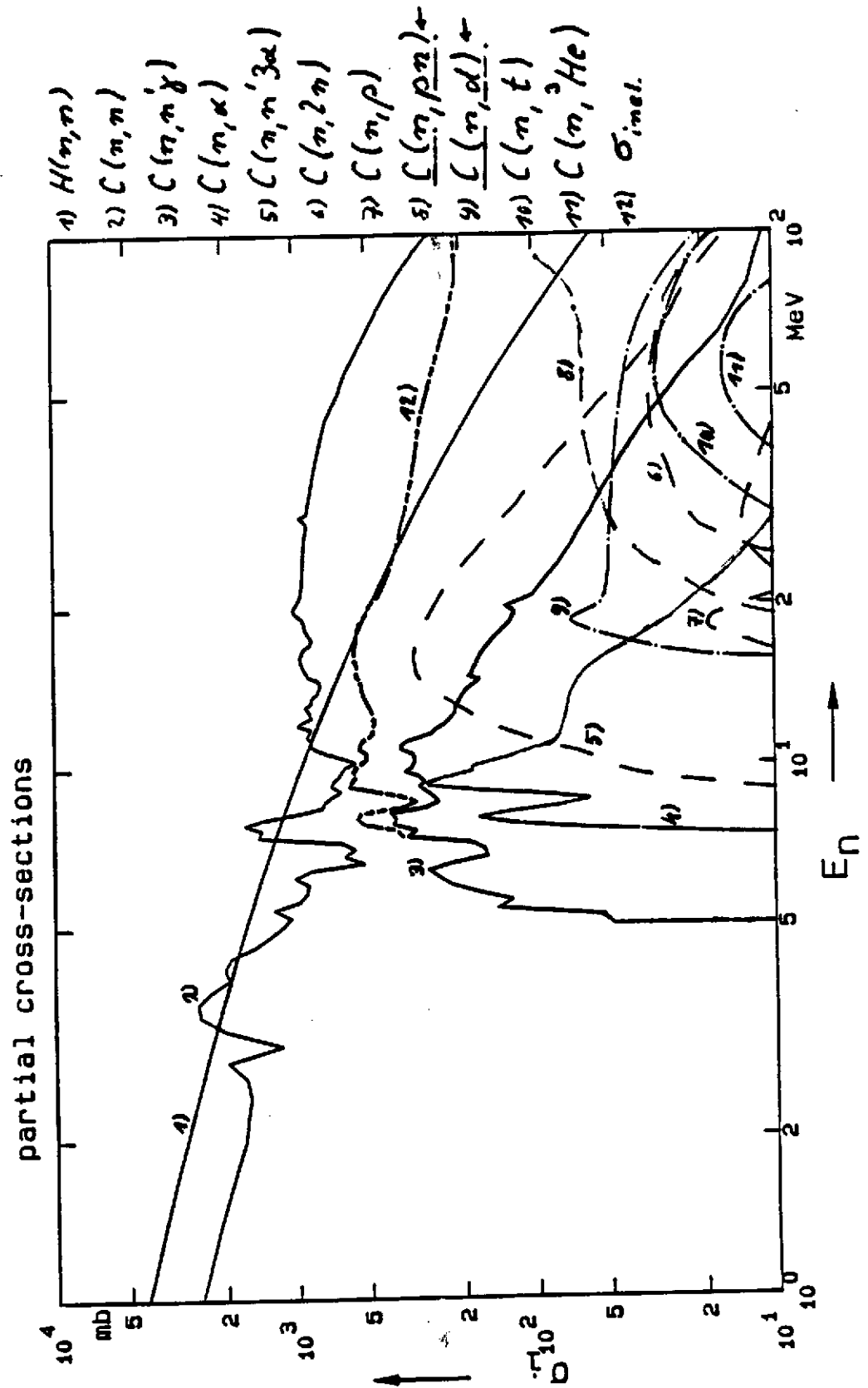
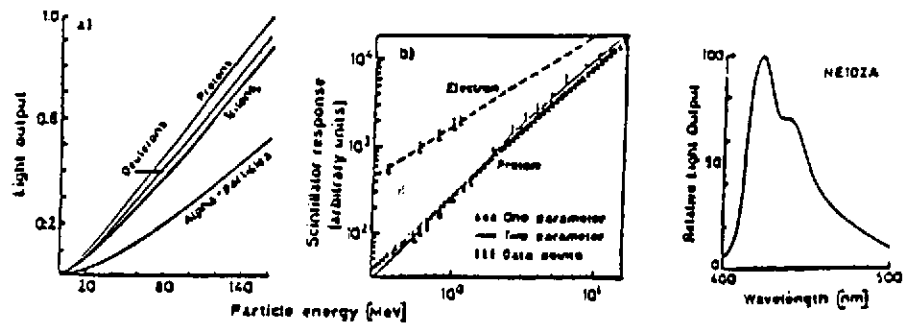


Figure 9:



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 $E_R = E_n \cos^2 \theta_R$ ($\overline{E_R} = E_n/2$) 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-à-d $\sigma(\theta_R) \sim \frac{\sigma_s}{4\pi}$ 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 ?

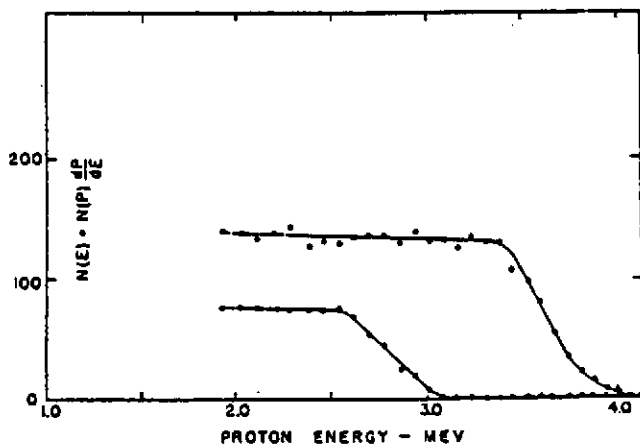
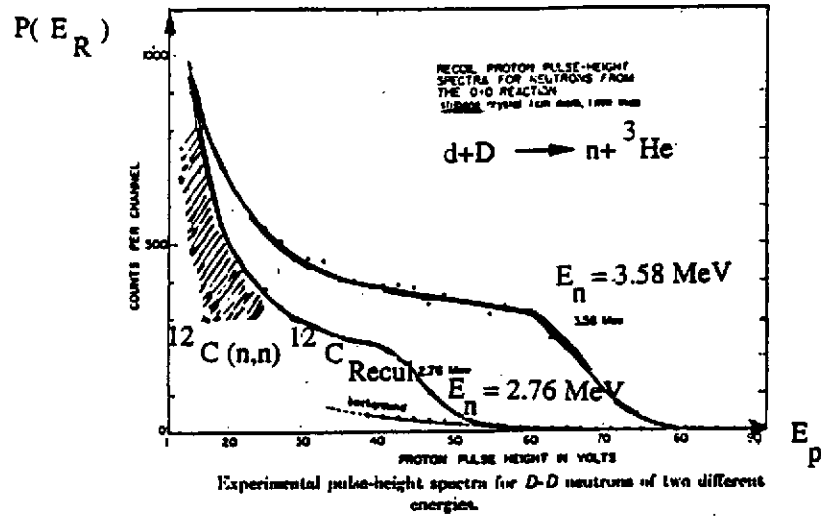
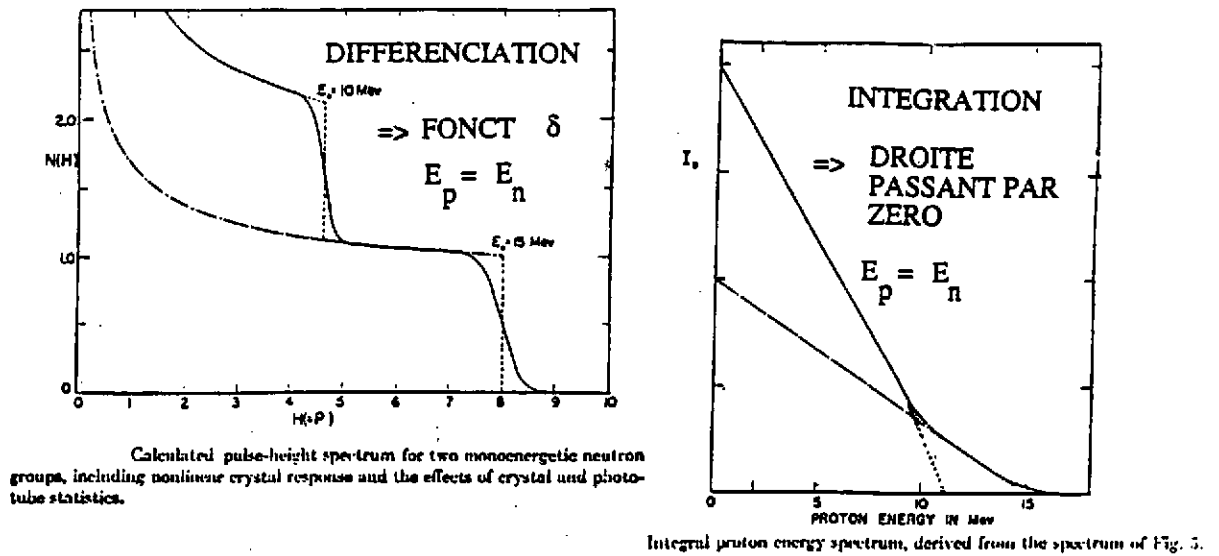
Deux méthodes sont usuelles : a) l'analyse spectrale et b) la technique du temps-de-vol.

a) L'analyse spectrale

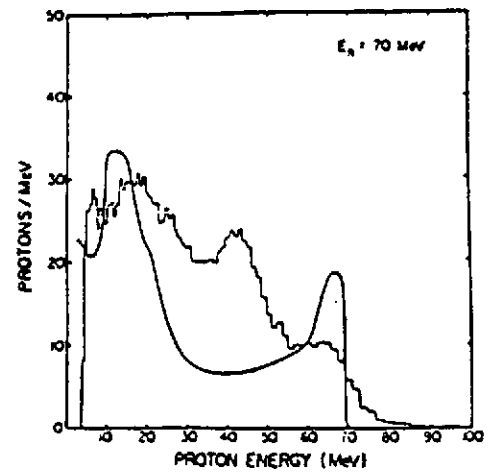
Partant de la distribution spectrale du proton de recul présentée dans le précédent paragraphe, trois méthodes sont généralement utilisées pour déterminer l'énergie du neutron détecté. Ces méthodes sont : i) l'analyse spectrale par différenciation où l'on peut rappeler que la dérivée d'une fonction en "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}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:



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-vol

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

$$E_n = 939.553 \left[\left(1 - 11.126496 \left(\frac{\ell}{tv_n} \right)^2 \right)^{-1/2} - 1 \right] \text{ MeV}$$

$$\text{où } \left(\frac{tv_n}{\ell} \right) = \frac{3.3356404}{\left[1 - \left(\frac{939.553}{E_n(\text{MeV}) + 939.553} \right)^2 \right]^{1/2}} \quad \frac{\text{ns}}{\text{m}}$$

Pour des neutrons non relativistes

$$E_n^{\text{N.R.}} = (72.298)^2 \left(\frac{\ell}{tv_n} \right)^2$$

$$\text{où } \left(\frac{tv_n}{\ell} \right) = \frac{72.298}{\sqrt{E_n(\text{MeV})}} \quad \frac{\text{ns}}{\text{m}}$$

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 efficient. 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 $(\Delta t_{\text{exp}}, \ell_{\text{exp}}) \rightarrow E_{n\text{exp}}^{\text{N.R.}} = (72.3)^2 \left(\frac{\ell_{\text{exp}}}{\Delta t_{\text{exp}}} \right)^2$ avec une

incertitude relative $\frac{\delta E_n^{\text{N.R.}}}{E_n^{\text{N.R.}}} \sim 2 \frac{\delta(\Delta t)}{\Delta t}$ (négligeant l'erreur relative sur la distance de vol).

Avec pratiquement $\delta(\Delta t) \sim 1 \text{ ns}$; $(\delta E_n/E_n)$ 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 $\text{Ar} + \text{Ho}$ 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 ?

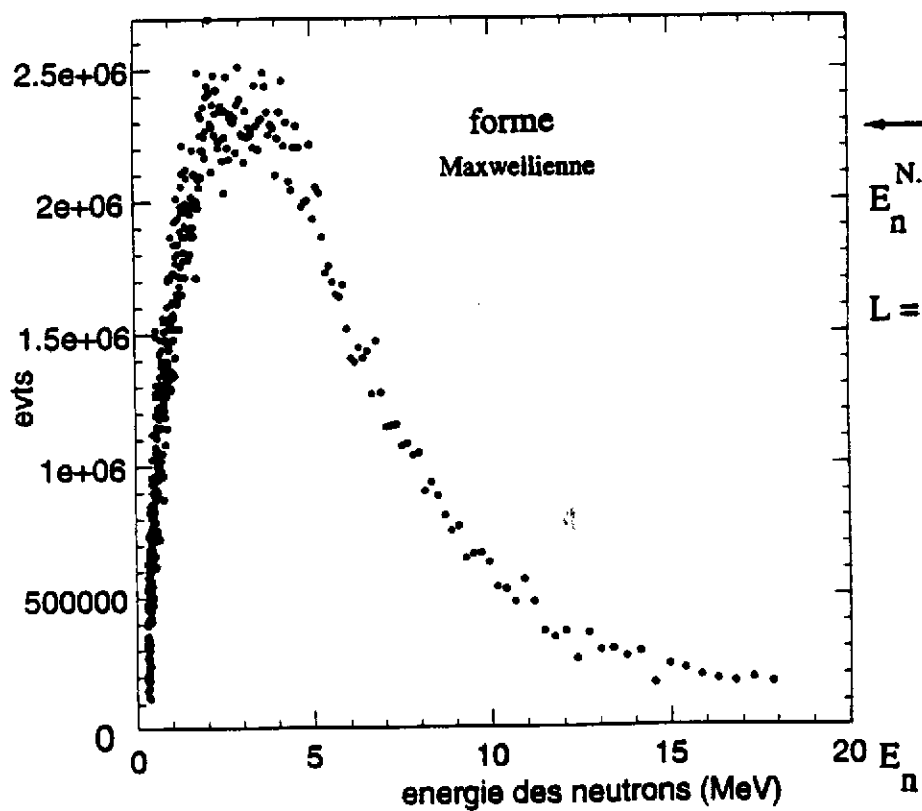
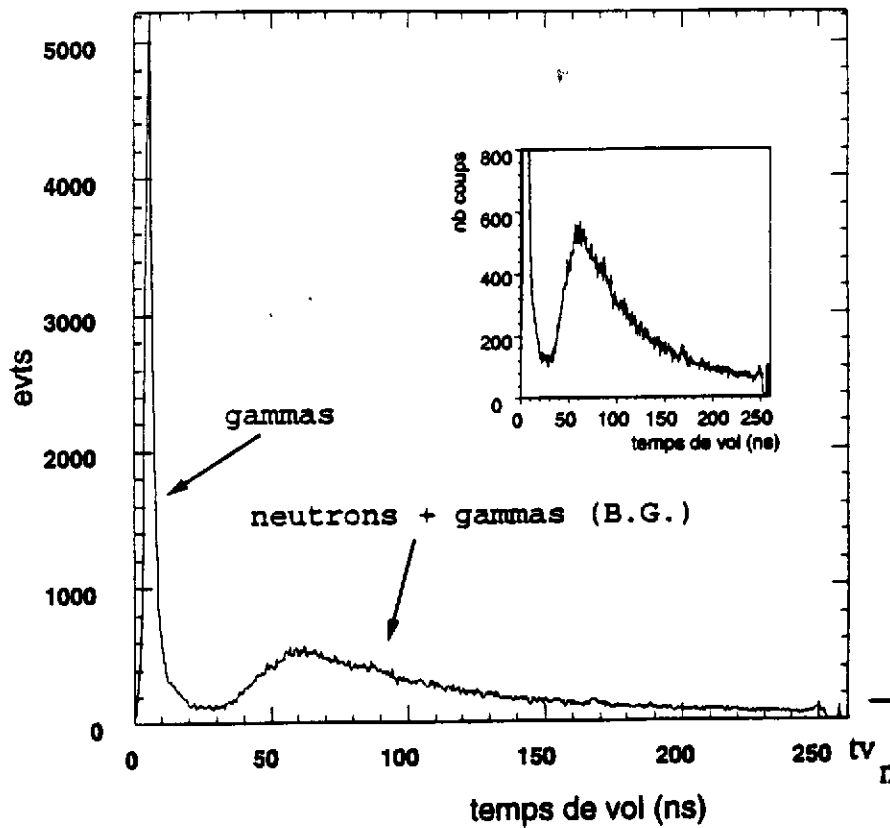
Pour ce faire on utilise la "discrimination par analyse en forme du signal lumineux". Dans ce cadre deux méthodes expérimentales sont utilisées ; a) la technique du passage par zéro (P.P.Z.) et b) la technique d'intégration de charge (I.C.). Ces deux méthodes sont respectivement schématisées aux figures 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 déplacés 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 $1'' \times 1''$. 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 $^{12}\text{C}(n,p)$, (n,np) et (n,d)

Figure 11 :

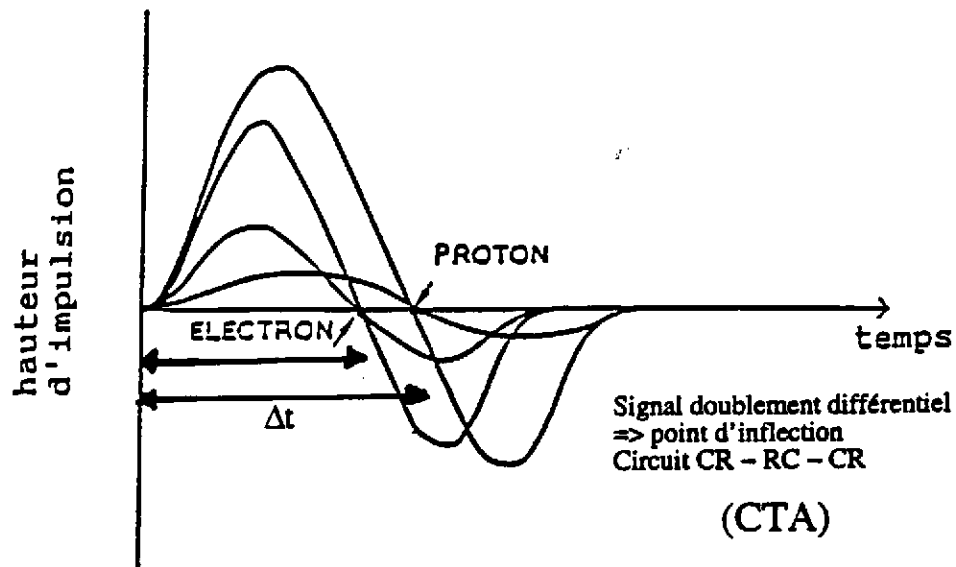
Spectres T.V. et energie des neutrons et
gamma issus de la réaction Ar + Ho (LLN)



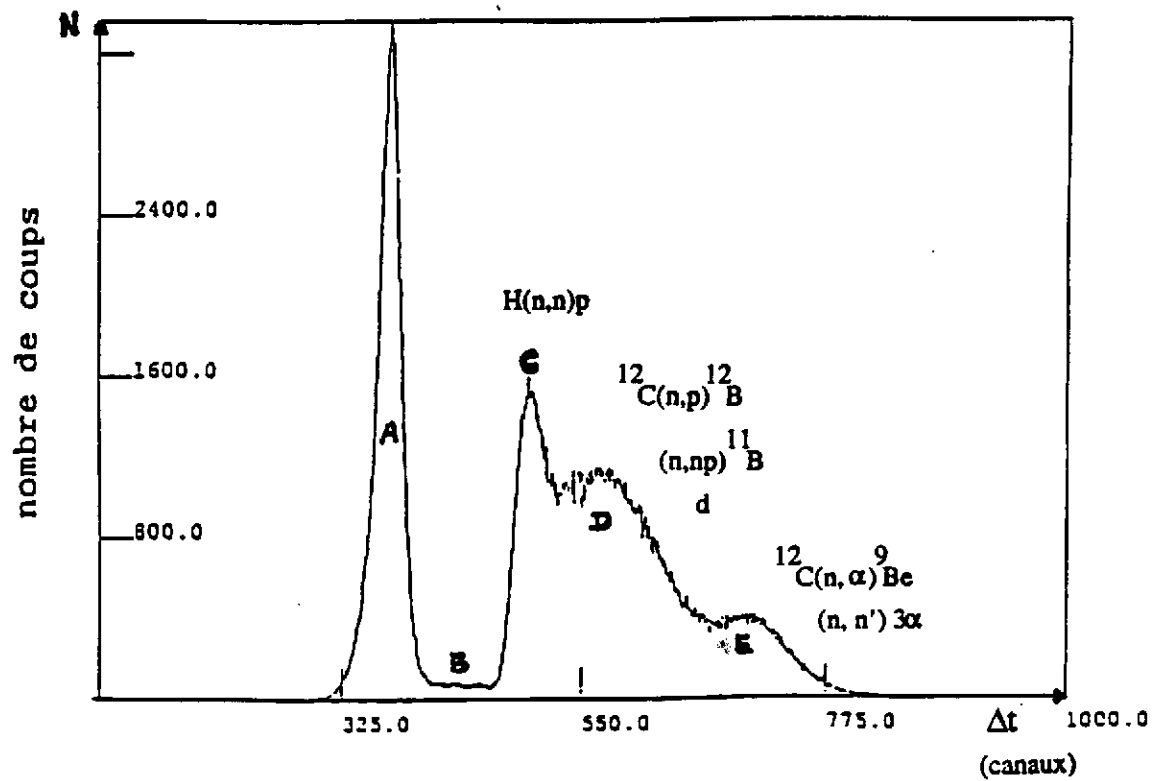
$$E_n^{N.R.} = K \left(\frac{tv_n}{L} \right)^2$$

$L = 1.75$ mètres

Figure 12:



Spectre TAC de discrimination $n - \gamma$ 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).

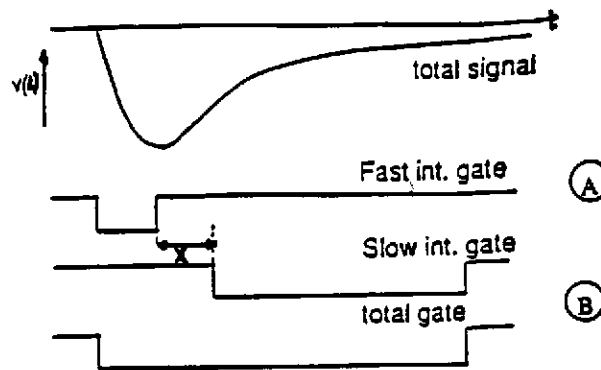
b) La méthode de différenciation par intégration de charge

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 ($\sim 90\%$) 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 $2'' \times 2''$.

Figure 13:

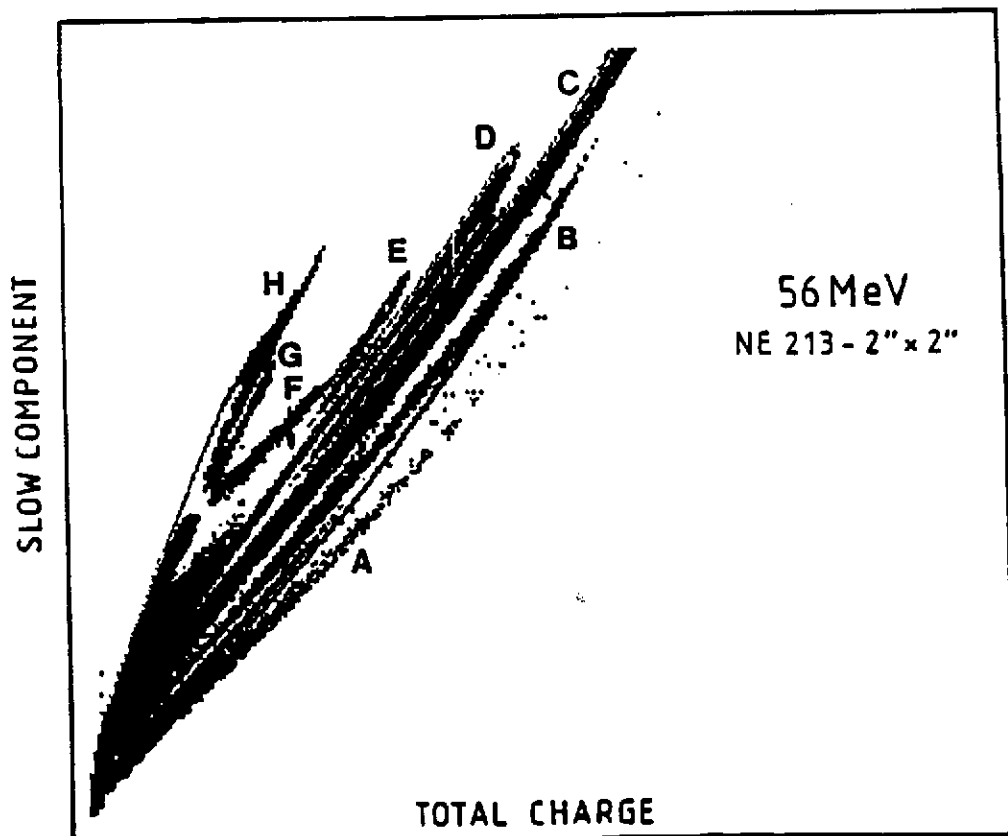


(A) Intégration de la charge
de la composante rapide

(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)

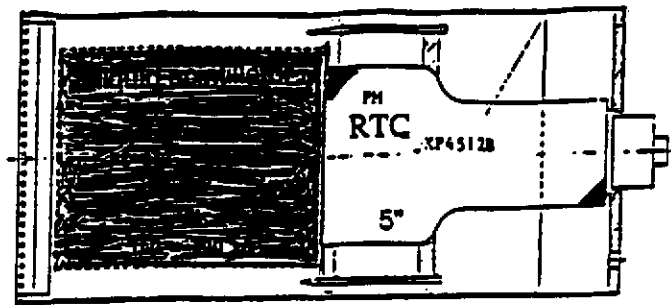


Figure 14(a): Couplage scintillateur –
PM d'une cellule DEMON

guide de lumiere en lucite

scintillateur plastique NE102A
(3 mm)

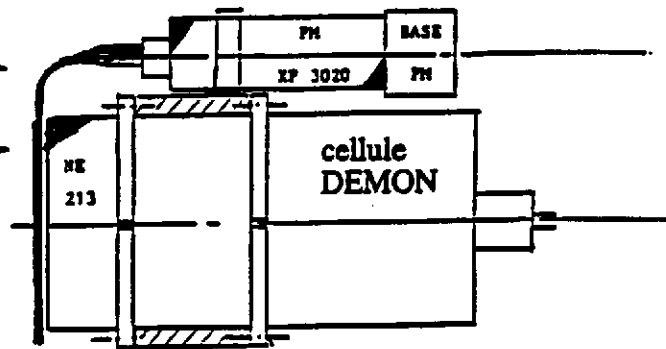


Figure 14(b): Couplage du SYREP avec
une cellule DEMON

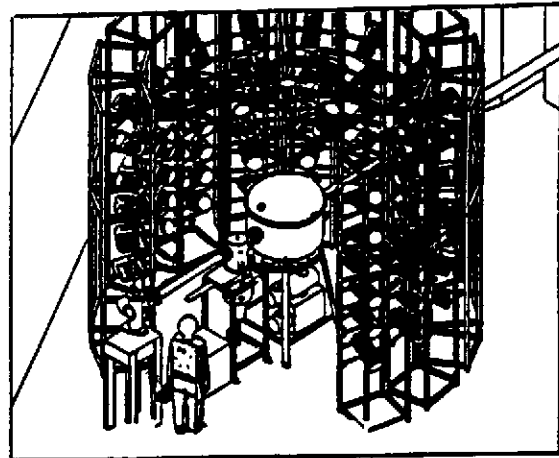
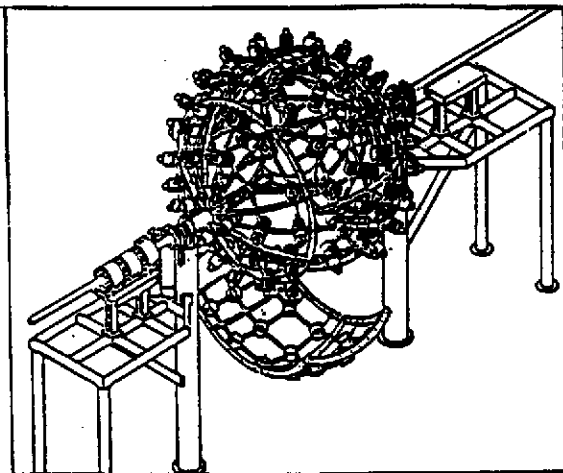


Figure 15: Configurations de DEMON sur les
différents cites d'expériences

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 $E_n = 5$ 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 ≤ 1.3 ns ce qui correspond "en moyenne" à des résolutions en énergie déterminées par temps de vol de l'ordre de 5 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 $E_n = 0.5$ 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 ($E_\gamma^1 = 511$ keV et $E_\gamma^2 = 1274$ 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 ~ 25 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 ≤ 100 keV eq-e⁻ ou $E_n = 500$ 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.

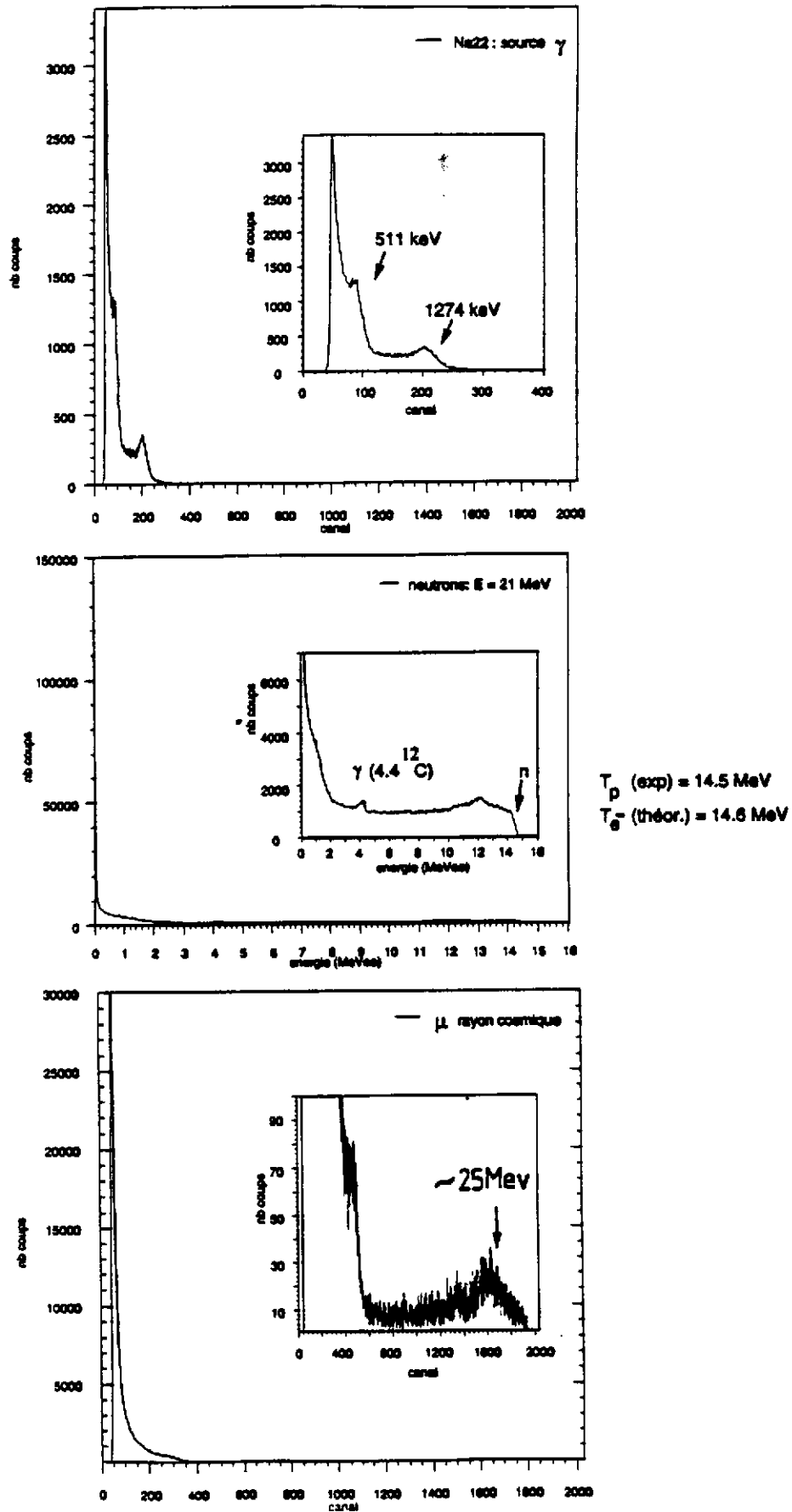
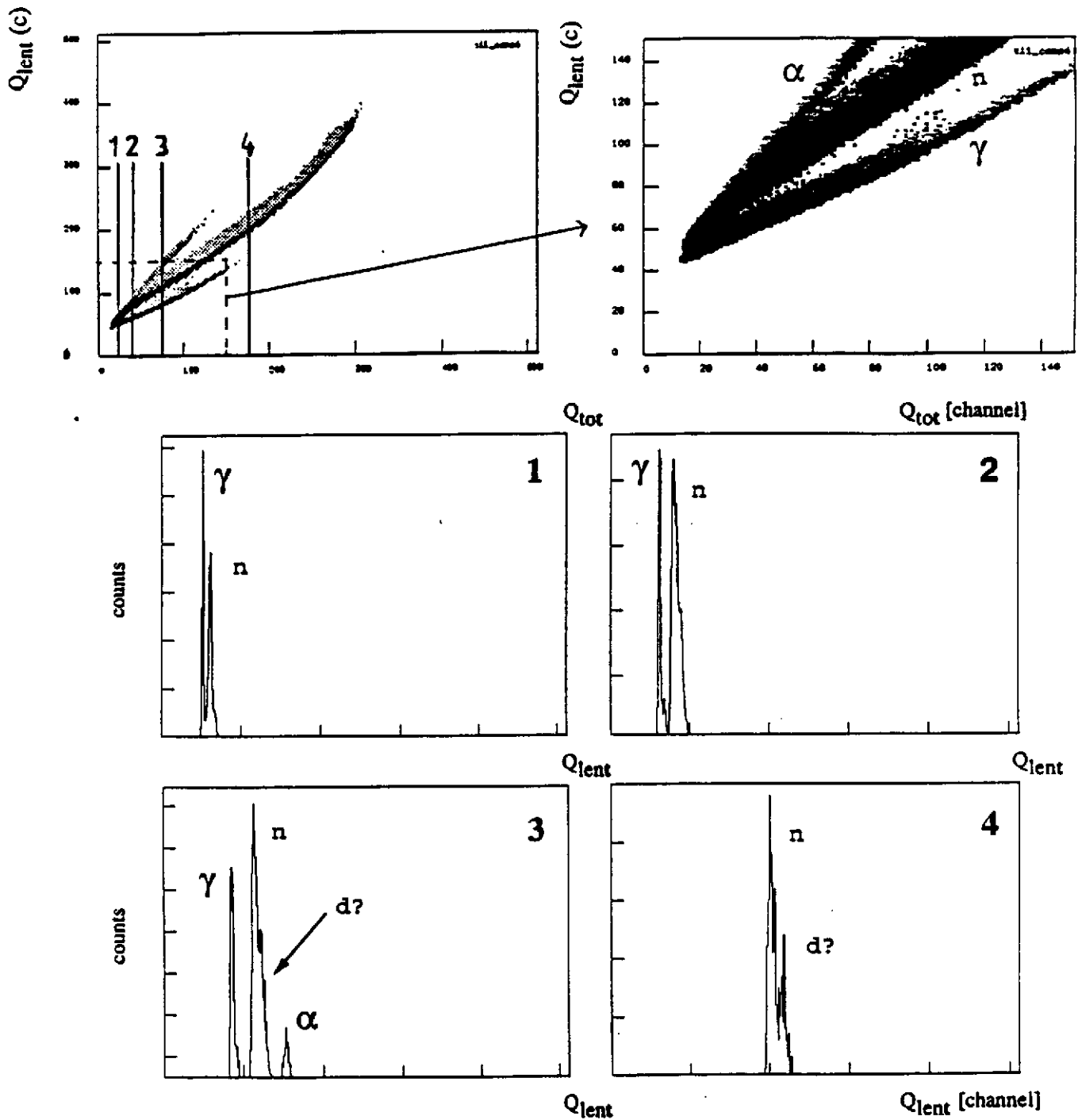


Figure 17: Spectres de discrimination neutron – gamma obtenus avec des neutrons incidents de 40 MeV



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

$$EFF(E_n/2) = \frac{N^c(p-n)}{N_p^s}. \text{ Ce rapport est exact pour autant que l'angle solide } \Omega_p \text{ définit}$$

par le détecteur proton soit plus petit ou égal à Ω_n celui défini 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 ΔE x E on élimine les particules α, les neutrons diffusés et surtout une grande partie des

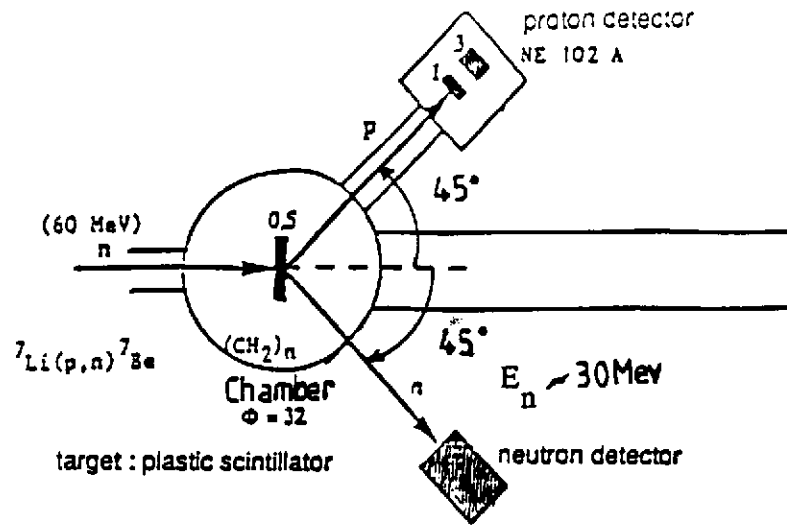


Figure 18: Dispositif expérimental pour la mesure de l'efficacité intrinsèque de détection

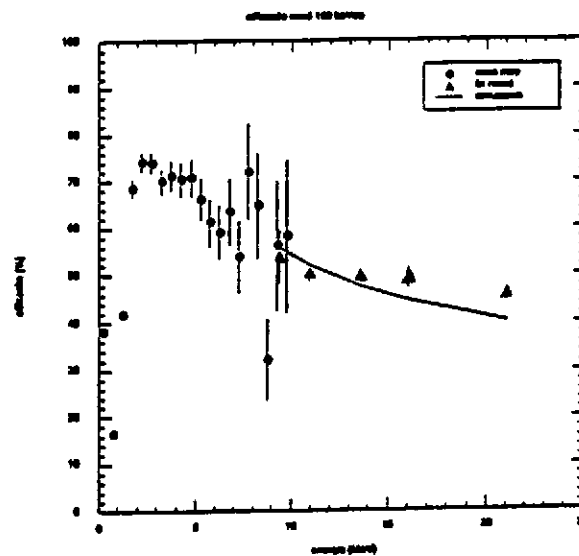


Figure 19: Efficacité en fonction de l'énergie du neutron incident

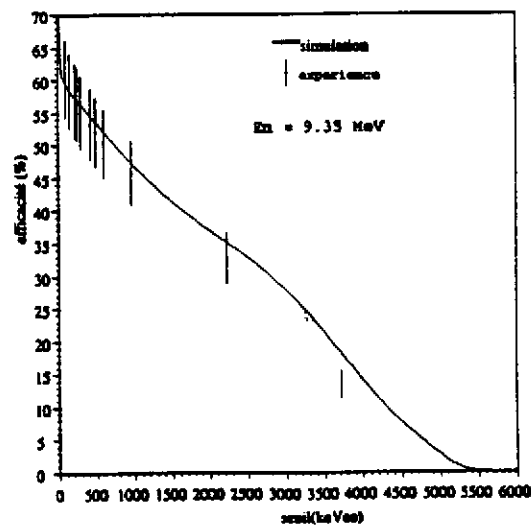


Figure 20: Efficacité de détection à $E_n = 9.4 \text{ MeV}$ en fonction du seuil de détection

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 càd $0.5 \leq E_n \leq 7$ 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

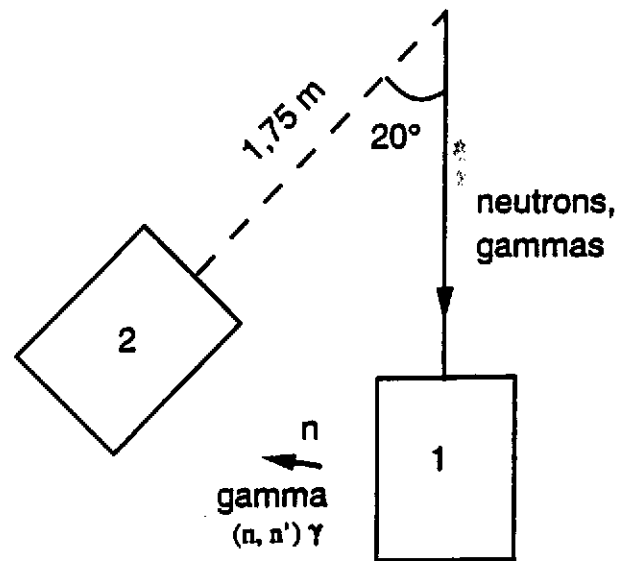


Tableau 8 : diaphonie neutron-neutron pour un faisceau de neutrons de 37 MeV.

type de diaphonie	seuil det2 (MeVee)	experience	simulation-faisc ponct env0,8 r0,95	simulation-faisc ponct env0 r0,95
N1-N2	0,04	$1,06e-3 \pm 7,6e-6$	$9,9e-4 \pm 5,5e-5$	$1,22e-3 \pm 8,6e-5$
	0,2	$8,57e-4 \pm 6,9e-6$	$6,8e-4 \pm 4,5e-5$	$8,6e-4 \pm 7,2e-5$
	0,9	$3,6e-4 \pm 4,5e-6$	$3,03e-4 \pm 3,0e-5$	$3,8e-4 \pm 4,8e-5$
	3	$1,1e-4 \pm 3,3e-6$	$9,3e-5 \pm 1,7e-5$	$7,8e-5 \pm 2,2e-5$

V. Caractéristiques techniques et spécifiques du détecteur 4π ORION

A. Présentation technique générale

Le détecteur ORION est un compteur 4π 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 4π , 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

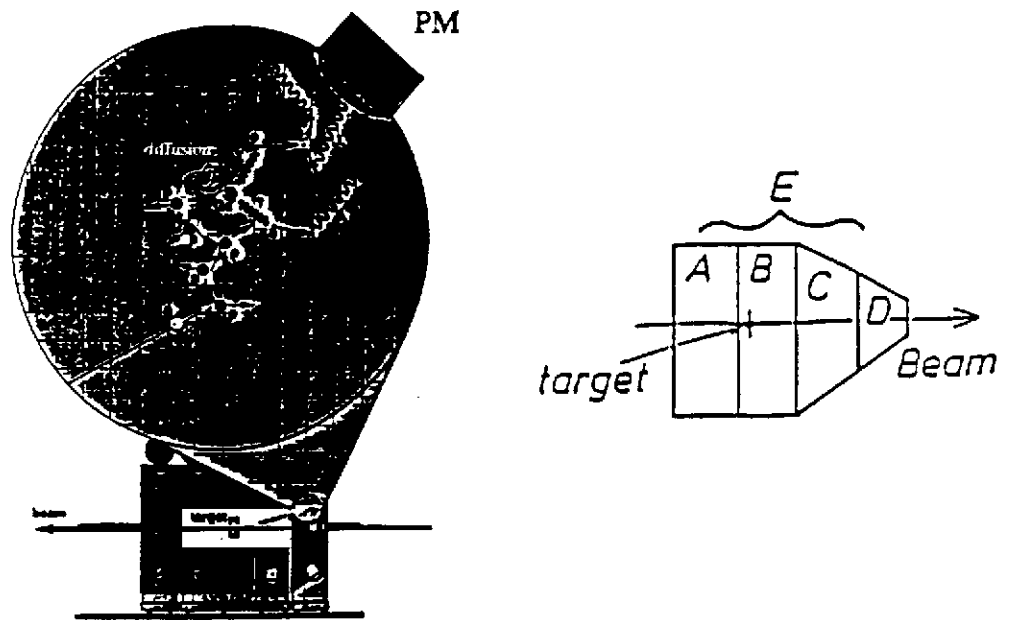


Figure 22: Description du détecteur ORION

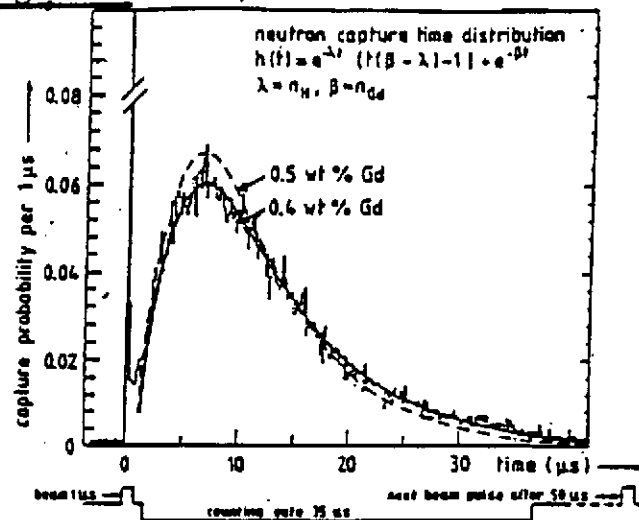


Figure 23: Distribution temporelle de la capture neutronique

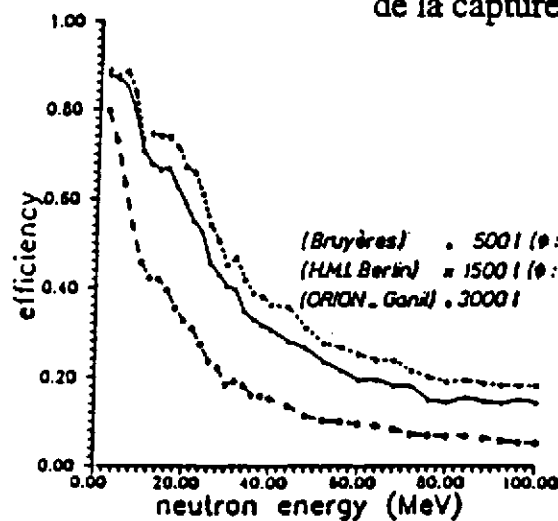


Figure 24: Efficacité de détection en fonction de l'énergie incidente des neutrons

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 ($\sim$ 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 ${}^{252}\text{Cf}$ ($E_n \sim 2.17$ 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 μ s on - 40 à 50 μ s 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 maximiser 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 $n + {}^{12}\text{C}$ --> 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).