

DULIEU (Pierre Claude).-

Contribution à l'étude de l'influence du spectre et du flux intégré sur les dommages créés par les neutrons dans les solides.-

Saclay (Essonne), Centre d'études nucléaires, Service de documentation du Commissariat à l'énergie atomique, 1967.- 27 cm, 62 p., fig.

(Thèse. Doct.-ing. Paris. 1967.)

CEA-R 3228 — DULIEU Pierre

**CONTRIBUTION A L'ETUDE DE L'INFLUENCE DU SPECTRE ET DU FLUX INTEGRE SUR LES DOMMAGES CREES PAR LES NEUTRONS DANS LES SOLIDES**

**Sommaire :**

Dans la première partie, nous étudions les relations générales qui lient les effets physiques engendrés par les neutrons dans les solides au flux intégré et au spectre des neutrons et nous donnons des exemples d'utilisation.

La deuxième partie est une application au détecteur de dommages en silicium, dont le principe est d'utiliser les dommages créés dans une jonction PIN pour mesurer les flux de neutrons (intermédiaires et rapides) reçus par le détecteur. Le chapitre I est consacré à la détermination expérimentale de l'énergie cédée aux atomes par un primaire dans le silicium. Les résultats et les conclusions que l'on peut tirer de cette détermination permettent d'aborder, au chapitre II, le calcul de la fonction de réponse du détecteur. Le chapitre III porte sur la mesure de la fonction de réponse du détecteur et on constate qu'il y a un bon accord entre le calcul et l'expérience.

L'ensemble de la deuxième partie constitue un test des méthodes exposées dans la première partie.

1967

62 pages

Commissariat à l'Énergie Atomique - France.

CEA-R 3228 — DULIEU Pierre

**STUDY OF THE EFFECT OF THE ENERGY SPECTRUM AND OF THE TOTAL FLUX ON THE DAMAGE PRODUCED BY NEUTRONS IN SOLIDS**

**Summary :**

In the first part are studied the general relationships between the physical effects produced by neutrons in solids, and the total flux and neutron energy spectrum; some examples are given.

The second part describes the application to a silicon damage detector whose principle is to use the damage produced in a PIN junction for measuring the neutron flux (intermediate and fast) received by the detector. Chapter I is devoted to the experimental determination of the energy given to the atoms by a primary in the silicon. The results and conclusions drawn from this determination make it possible to consider, in chapter II, the calculation of the detectors response characteristics. Chapter III deals with the measurement of the detectors response function and it is noted that good agreement is obtained between the calculation and experimental results.

The whole of the second part constitutes a test of the methods presented in the first part.

1967

62 pages

Commissariat à l'Énergie Atomique - France.

**CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DE L'INFLUENCE  
DU SPECTRE ET DU FLUX INTÉGRÉ  
SUR LES DOMMAGES  
CRÉÉS PAR LES NEUTRONS  
DANS LES SOLIDES**

par

Pierre Claude DULIEU

Rapport CEA - R 3228

# THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES  
DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR-INGÉNIEUR

PAR

**Pierre Claude DULIEU**

---

PREMIÈRE THÈSE

Contribution à l'étude de l'influence du spectre et du flux  
intégré sur les dommages créés par les neutrons dans les solides

---

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Spectre des neutrons retardés

Soutenues, le 12 janvier 1967, devant la Commission d'examen

MM. BARUCH } Président  
BOK } Examineurs  
LAFORE }

*Les rapports du COMMISSARIAT A L'ENERGIE ATOMIQUE sont, à partir du n° 2200, en vente à la Documentation Française, Secrétariat Général du Gouvernement, Direction de la Documentation, 31, quai Voltaire, Paris VII.*

*The C.E.A. reports starting with n° 2200 are available at the Documentation Française, Secrétariat Général du Gouvernement, Direction de la Documentation, 31, quai Voltaire, Paris VII.*

Département des Études de Piles  
Service d'Études de Protections de Piles

# CONTRIBUTION A L'ÉTUDE DE L'INFLUENCE DU SPECTRE ET DU FLUX INTÉGRÉ SUR LES DOMMAGES CRÉÉS PAR LES NEUTRONS DANS LES SOLIDES

par

Pierre Claude DULIEU

Octobre 1967  
Novembre 1967

## PLAN

	Pages
INTRODUCTION GENERALE .....	5
PREMIERE PARTIE	
Relations générales entre le flux intégré, le spectre et les dommages .....	7
INTRODUCTION A LA PREMIERE PARTIE .....	9
CHAPITRE I	
Relations entre le flux intégré, le spectre et les dommages .....	11
1/ Effets physiques et physico-chimiques .....	11
2/ Les primaires, agents destructeurs .....	11
3/ Effets primaires et secondaires .....	11
4/ Remarques .....	12
CHAPITRE II	
Ralentissement des primaires .....	13
1/ Ralentissement des primaires .....	13
2/ Processus en gerbe .....	13
3/ Modèle de BRINKMAN-SEEGER .....	14
CHAPITRE III	
Applications : calcul de fonctions de dose et de réponse .....	17
1/ Fonction de dose relative aux déplacements d'atomes dans un processus en gerbe .	17
2/ Calcul d'une fonction de dose et des fonctions de réponse d'après le modèle de BRINKMAN-SEEGER .....	18
DEUXIEME PARTIE	
Application au détecteur de dommages en silicium .....	23
INTRODUCTION A LA DEUXIEME PARTIE .....	25
CHAPITRE I	
Mesure de l'énergie cédée au réseau par un primaire .....	27
1/ Principe de l'expérience .....	27
2/ Energie nécessaire pour créer une paire électron-trou .....	27
3/ Dispositif expérimental .....	28
4/ Méthode de dépouillement .....	30
5/ Remarques sur le dépouillement .....	32
6/ Calcul des spectres de primaires .....	33
7/ Résultats .....	37
8/ Précision .....	40

	Pages
CHAPITRE II	
Calcul de la fonction de réponse du détecteur .....	41
1/ Energie cédée au réseau et atomes déplacés .....	41
2/ Calcul de la fonction de réponse .....	43
CHAPITRE III	
Mesure de la fonction de réponse du détecteur .....	45
1/ Principe d'utilisation du détecteur de dommages .....	45
2/ Principe de la mesure de la réponse du détecteur .....	45
3/ Détermination de l'énergie des neutrons et dosimétrie .....	50
4/ Résultats .....	55
5/ Comparaison entre le calcul et l'expérience .....	55
CONCLUSION GENERALE .....	57
BIBLIOGRAPHIE .....	61

## INTRODUCTION GÉNÉRALE

Depuis que WIGNER a mentionné pour la première fois, en 1942, que les neutrons pouvaient déplacer des atomes dans les solides, les dommages dus aux rayonnements ("Effet Wigner") ont fait l'objet d'études de plus en plus considérables et constituent à présent un champ non négligeable de la recherche.

Ce nouvel intérêt est motivé autant par les impératifs techniques relatifs à la stabilité mécanique des structures de réacteurs que par la nécessité scientifique d'utiliser l'interaction des rayonnements avec les solides comme instrument d'investigation, ces deux aspects étant d'ailleurs très liés.

Les particules de haute énergie agissent sur les solides par ionisation et par interaction avec les atomes. Les effets ionisants ne laissent pratiquement de traces permanentes que dans la matière organique, les isolants, les cristaux ioniques, alors que dans les solides inorganiques ordinaires, seule l'interaction avec les atomes crée des perturbations sensibles et durables.

Nous ne considérons que l'effet des neutrons sur les solides inorganiques classiques, en nous limitant aux seuls effets physiques (modifications de l'ordonnance des atomes) à l'exclusion de tout effet physico-chimique consécutif à des transmutations.

L'objectif est de trouver la forme des relations qui lient le flux et le spectre des neutrons aux altérations des propriétés physiques des solides et d'en tirer des applications pratiques. L'analyse des processus qui séparent le choc d'un neutron avec un noyau des dommages créés nous conduit à proposer une formulation générale de ces relations et à en chercher des confirmations expérimentales.

Dans ce but, nous avons réalisé des expériences qui permettent de voir dans quelles proportions l'énergie d'un atome mis en mouvement par un choc de neutron (atome "primaire") répartit son énergie entre les atomes du réseau et les électrons. Ces expériences, dont nous avons fait les essais préliminaires en 1964, ont été également réalisées par SATTTLER d'une manière un peu différente et publiées en Juin 1965 [1]. Les résultats obtenus de part et d'autre, avec des méthodes de dépouillement différentes, sont cohérents.

Enfin, nous utilisons les modifications engendrées par les neutrons dans une diode en silicium pour étudier l'influence du spectre des neutrons sur les dommages. Comme les modifications d'un semi-conducteur irradié sont beaucoup plus facilement décelables que celles des matériaux ordinaires, cette étude est possible avec des flux de neutrons relativement faibles ( $\sim 10^{11}$  neutrons/cm<sup>2</sup>) et l'appareil est utilisé en fait comme un détecteur dont on mesure la réponse à l'énergie des neutrons ("détecteur de dommages").

PREMIÈRE PARTIE

RELATIONS ENTRE LE SPECTRE DES NEUTRONS,  
LE FLUX INTÉGRÉ ET LES DOMMAGES

## INTRODUCTION A LA PREMIÈRE PARTIE

Il est difficile dans la pratique de prévoir exactement les effets induits dans les structures exposées aux rayonnements dans les réacteurs. La prévision de ces effets suppose, en effet :

a) la connaissance du flux et du spectre de neutrons, qui est du domaine de la neutronique théorique et expérimentale,

b) la connaissance de la nature des dommages et de leurs conséquences, qui est du ressort de la physique du solide et de la technologie,

c) et enfin, l'étude des relations qui lient les données neutroniques et les dommages.

Cette étude est facilitée par l'utilisation d'un formalisme permettant d'établir des relations phénoménologiques et d'exploiter plus pleinement les données expérimentales.

La recherche d'un tel formalisme, à laquelle est destiné le premier chapitre, consiste essentiellement à analyser les grandes phases successives de la création des dommages par les neutrons, de façon à séparer les variables dans toute la mesure du possible.

Dans le deuxième chapitre, nous décrivons deux modèles importants du ralentissement d'un primaire et de ses conséquences, ce qui permet d'aborder, au chapitre 3, des exemples pratiques de calcul des fonctions de réponse et des fonctions de dose définies dans le premier chapitre.

## CHAPITRE I

### RELATIONS ENTRE LE FLUX INTÉGRÉ, LE SPECTRE ET LES DOMMAGES [41]

#### 1 - EFFETS PHYSIQUES ET PHYSICO-CHIMIQUES -

Les effets des neutrons peuvent être classés en deux grandes catégories :

a) Les effets physico-chimiques, dus aux transmutations susceptibles, notamment de créer des phases hétérogènes dans les matériaux. Par exemple, l'hélium dû aux réactions (n,  $\alpha$ ) ou l'hydrogène issu des réactions (n, p) peuvent rendre fragiles les aciers austénitiques [2] ; la création d'impuretés peut modifier les propriétés d'éléments semi-conducteurs [3].

Pour cette sorte de dommages, l'information sur les neutrons peut être remplacée par le taux de production de l'isotope considéré.

b) Les effets physiques, dus à des modifications de l'ordonnance des atomes dans les grains cristallins, sont liés au rayonnement neutronique d'une manière plus complexe. Nous nous limitons ci-dessous aux seuls effets physiques. Nous supposons, en plus, que la température du solide reste comprise dans les limites d'un palier de guérison<sup>(1)</sup>, c'est-à-dire que les dommages ne peuvent évoluer que sous l'effet du flux de neutrons. Avec cette hypothèse, le niveau de flux instantané n'intervient pas ; seul compte le flux intégré.

#### 2 - LES PRIMAIRES, AGENTS DESTRUCTEURS -

Les neutrons agissent sur les matériaux en cédant une partie de leur énergie à des atomes soit au cours de chocs élastiques, soit au cours de réactions nucléaires produisant des noyaux de recul. Ces atomes doués d'énergie ("primaires") sont les agents qui créent les dommages. Comme leur parcours est beaucoup plus petit que celui des neutrons entre deux chocs, il n'y a pas de corrélation entre les effets produits le long de la trajectoire d'un neutron déterminé.

Une première simplification intervient donc en ce sens qu'il est inutile de suivre les neutrons dans leur ralentissement. En d'autres termes, les neutrons peuvent être considérés "au point de vue d'EULER" de la mécanique des fluides et il y a séparation entre le problème neutronique et le problème des dommages. Comme on sait calculer, à partir du flux et du spectre de neutrons, le nombre et la répartition énergétique des primaires, le problème physique se ramène à l'étude de l'effet des primaires (chapitre II).

#### 3 - EFFETS PRIMAIRES ET SECONDAIRES -

La notion d'effets primaires permet de clarifier l'étude des dommages. Les défauts primaires ont été définis par FAN, dans l'allocation d'ouverture du Colloque de Royaumont sur l'effet des rayonnements sur les semi-conducteurs [4] comme "les défauts qui résultent de l'action des particules incidentes, à l'exclusion des complications qui résultent des migrations ultérieures activées thermiquement".

Pour le but poursuivi ici, nous serions tentés de préciser et de généraliser la définition de FAN en considérant éventuellement des processus qui ne sont pas à proprement parler des défauts (tels que les crowdions dynamiques) et en excluant aussi les complications issues de l'interaction de processus primaires avec des défauts préexistants.

-----  
(1) Zone de température dans laquelle les dommages restent stables dans le temps.

Pour illustrer cette définition, prenons l'exemple du modèle de défauts de BRINKMAN-SEIFER, qui fait intervenir des zones partiellement vides et des crowdions dynamiques (chapitre II). On peut considérer la création de zones partiellement vides et de crowdions dynamiques comme des effets primaires et calculer séparément le nombre de zones partiellement vides et le nombre de crowdions dynamiques. Ainsi que l'ont montré AMAYEV, PLATONOV et PRAVDYUK [5] les crowdions dynamiques captés par les zones réduisent le volume de celles-ci et influent sur la distance moyenne de deux zones dans un plan de glissement. Nous considérons la production de zones et de crowdions dynamiques comme des effets primaires, la capture d'un crowdion dynamique par une zone comme un effet secondaire.

La distinction ainsi définie présente deux caractéristiques : d'une part, les effets secondaires sont entièrement déterminés par les effets primaires, puisqu'on suppose que la température est comprise dans un palier de guérison ; d'autre part, puisque les interactions entre effets primaires et défauts préexistants sont exclues, les effets primaires dépendent linéairement du flux intégré.

Il en résulte que l'effet du spectre se situe au niveau des effets primaires et que l'effet de dose (non linéarité des dommages observés en fonction du flux intégré) ne dépend que des effets secondaires.

La définition des effets primaires donnée plus haut est donc équivalente à la définition suivante : les effets primaires dépendent linéairement du flux intégré et ils caractérisent complètement l'évolution subséquente du solide irradié. Il semble que cette définition est justiciable d'une large utilisation tant que la température ne sort pas d'un palier de guérison, comme le montrent les applications pratiques faites au chapitre III.

Cette analyse peut se résumer par le formalisme très général suivant :

$$D_1 = \int_{E_0, t} \varphi(E_0, t) R_1(E_0) dE_0 dt \quad (1)$$

$$\Delta p = f_{p, j}(D_1, D_2, \dots) \quad (2)$$

où

$D_1$  est la "dose Wigner" relative à un effet primaire de type  $i$ ,

$\varphi(E_0, t)$  le flux instantané des neutrons par unité d'énergie à l'instant  $t$  et à l'énergie  $E_0$ ,

$R_1(E_0)$  la "fonction de réponse" pour l'effet primaire de type  $i$ , qui caractérise l'effet du spectre des neutrons,

$\Delta p$  la variation d'une grandeur physique  $p$  sous l'effet de l'irradiation ( $p$  peut être aussi bien un nombre de défauts qu'un paramètre macroscopique).

$f_{p, j}$  la "fonction de dose" relative à la grandeur  $p$  et au palier de guérison  $j$ .

Il y a donc séparation entre le calcul de l'effet de spectre et le calcul de l'effet de dose, comme nous le montrerons sur des exemples.

Dans l'utilisation pratique, il est commode de normaliser les fonctions de réponse  $R_1$  sur un spectre de fission. Dans ce cas, les doses Wigner  $D_1$  ne sont autres que des flux de fission équivalents pour les effets primaires considérés. Il faut noter cependant que si plusieurs fonctions  $R_1$  et  $D_1$  sont nécessaires, plusieurs flux de fission équivalents apparaissent pour une même irradiation, c'est pourquoi le terme "dose Wigner" prête moins à confusion, sauf dans le cas simple où une seule fonction de réponse intervient.

#### 4 - REMARQUES -

1) Lorsqu'un paramètre varie proportionnellement au flux intégré (dans un certain domaine) quel que soit le spectre, il ressort des équations (1) et (2) qu'une seule fonction de réponse suffit à caractériser l'influence du spectre sur ce paramètre et dans ce domaine de flux.

2) Si on connaît la nature des effets primaires, on peut calculer l'effet du spectre même si les effets secondaires ne sont pas connus. Ceci est particulièrement intéressant dans le cas où un seul effet primaire intervient (déplacement d'atomes par processus en gerbe, par exemple), puisqu'on peut alors comparer des irradiations réalisées dans des spectres différents par l'intermédiaire des flux de fission équivalents.

Nous avons appliqué ces deux remarques au détecteur de dommages en silicium (2ème partie).

## CHAPITRE II

### RALENTISSEMENT DES PRIMAIRES

#### 1 - RALENTISSEMENT DES PRIMAIRES -

Plusieurs processus ont été imaginés pour décrire le ralentissement des primaires ; nous en donnerons aux paragraphes 2 et 3 deux exemples utiles pour les applications faites au chapitre III. Nous rappelons d'abord les traits généraux de l'interaction d'un primaire avec le réseau, communs à tous les modèles.

Un primaire est une particule chargée (atome ionisé) qui interagit d'une part avec les atomes du réseau, d'autre part avec les électrons. Un primaire d'énergie moyenne engendré par un choc de neutron perd souvent la plus grande partie de son énergie par interaction avec les électrons en provoquant des perturbations de l'équilibre électronique. Ces perturbations se relaxent très vite sans laisser de trace durable dans la structure du solide en raison, notamment, du faible couplage entre les électrons et le réseau. On voit donc l'intérêt de savoir, avant toute tentative d'estimation quantitative de dommages, dans quelles proportions l'énergie d'un primaire se répartit entre le réseau atomique et les électrons (étude expérimentale de cette question sur le silicium dans la 2ème partie).

#### 2 - PROCESSUS EN GERBE [6] -

Le processus le plus classique est le processus en gerbe, dans lequel le primaire cède à la fois son énergie aux électrons et aux atomes, ces deux types de transferts coexistant dans des proportions variables pendant tout le ralentissement. Le ralentissement est considéré comme une suite discrète de transferts aux atomes du réseau, entre lesquels le ralentissement par interaction avec les électrons est quasi-continu. La corrélation entre les deux processus lors d'un transfert atomique est généralement considérée comme négligeable en première approximation [6].

Un atome qui reçoit de l'énergie du primaire peut, à son tour, être animé d'un mouvement de translation et se ralentir de la même manière que le primaire ; il peut également transformer l'énergie de translation perdue par le primaire en vibrations qui se relaxent dans le réseau et se dissipent en chaleur. La probabilité pour que l'énergie reçue donne lieu à un mouvement de translation est une fonction croissante de l'énergie reçue et dépend d'un certain nombre de facteurs, notamment de la nature plus ou moins adiabatique du transfert (couplage entre atomes voisins) et de l'anisotropie du réseau [7] [8]. (L'énergie nécessaire pour sortir un atome de son puits de potentiel est de l'ordre de 13 à 30 eV).

Le primaire peut ainsi engendrer des secondaires, lesquels créent des tertiaires, etc., d'où une gerbe d'atomes mis en mouvement par le primaire. A un instant donné, une partie de l'énergie initiale du primaire est distribuée entre un certain nombre d'atomes en mouvement, une partie a été cédée à des atomes qui n'ont pas quitté leur site, une partie, enfin, a été transmise aux électrons.

Au cours de l'évolution d'une gerbe, le bilan énergétique évolue d'une façon dissymétrique. L'énergie répartie entre les atomes en mouvement diminue au profit de l'énergie cédée aux électrons et de l'énergie cédée au réseau sans déplacement. Si on considère que l'énergie potentielle d'un atome en position interstitielle est très peu supérieure à son énergie potentielle à l'état normal (de l'ordre de l'électron-volt [9]), on voit que lorsque les phénomènes liés au ralentissement d'un primaire sont relaxés, presque toute l'énergie est cédée d'une part aux électrons, d'autre part au réseau sous forme de chaleur. Une petite partie de l'énergie cédée au réseau est toutefois utilisée pour modifier celui-ci. Si le flux de neutrons est assez élevé, cette énergie accumulée peut devenir

importante à terme et correspond à des modifications sensibles des structures. Dans le graphite irradié, par exemple, un échauffement local peut entraîner la libération brutale de cette énergie par guérison, avec embalement de la réaction et risque de combustion.

### 3 - MODELE DE BRINKMAN-SEEGER [10, 11, 12] -

Dans certaines conditions, le parcours moyen du primaire (et à fortiori celui des secondaires, etc.) entre deux chocs est inférieur à une distance interatomique, ce qui exclut le processus en gerbe. Il se produit alors une multilacune, sorte de trou, entourée d'une région où la densité d'atomes anormalement élevée engendre une pression qui tend à faire rentrer les atomes entourant la multilacune dans la partie vide. Si la "température" de cette région est supérieure à la température de fusion pendant un temps assez long pour que les atomes en excès remplissent le vide, la contrainte se relaxe. Au cours du refroidissement, ces atomes recristallisent en se raccordant au cristal d'origine, mais ils n'occupent plus leur emplacement d'origine, ce qui ne laisse pas de trace apparente s'il n'y a qu'une sorte d'atomes. Ce changement de place des atomes est l'origine de l'appellation "pic de déplacement".

Le volume du pic de déplacement est proportionnel à l'énergie du primaire au moment de la création du pic et de petites boucles de dislocation peuvent se former dans les pics pendant la recristallisation.

La relaxation due à la température est la condition d'existence du pic de déplacement. Elle est possible si le primaire a une énergie  $E_1$  assez grande pour fondre le métal assez longtemps pour que les interstitiels réintègrent la multilacune. BRINKMAN estime ce seuil d'énergie, que nous notons  $E_{D10}$ , à 400 eV - Si  $E_1 < E_{D10}$ , il se crée un ensemble lacunes-interstitiels stable à basse température.

Si le primaire a une énergie assez grande, supérieure à un certain seuil  $E_{D001}$ , il se ralentit surtout par interaction avec les électrons, en cédant toutefois à quelques atomes des quantités d'énergie généralement inférieures à  $E_{D10}$ . Dans cette partie de sa trajectoire, le primaire ne crée en général que des lacunes et des interstitiels (processus en gerbe). Il engendre ensuite un pic de déplacement au moment où il atteint l'énergie  $E_{D001}$  où le parcours moyen du primaire entre deux déplacements devient égal à une distance interatomique.  $E_{D001}$  a été calculé par BRINKMAN pour différents corps.

En résumé :

- Si  $E_1 < E_{D10}$  création de lacunes et d'interstitiels
- Si  $E_{D10} < E_1 < E_{D001}$  création d'un pic de déplacement
- Si  $E_{D001} < E_1$  création de lacunes et l'interstitiels, puis d'un pic de déplacement.

La figure 1, extraite de [11], représente l'effet d'un primaire suivant la conception de BRINKMAN dans le cas où  $E_{D001} < E_1$ .

SEEGER [12] a adapté le modèle de BRINKMAN de la manière suivante : la structure ordonnée du réseau permet des transferts de moment linéaire avec peu de pertes le long des rangées denses d'atomes. Ces transferts à longue distance ( $\sim 100 \text{ \AA}$ ) entraînent la création d'interstitiels loin des lacunes après des séries de collisions en chaîne dites "crowdions dynamiques" [13]. Ces interstitiels lointains n'interagissent pas avec leur pic de déplacement d'origine, qui reste ainsi partiellement vide ( $\sim 20$  à  $30\%$  d'atomes manquants, selon SEEGER). Au lieu des pics de déplacement pleins originaux, il se crée donc des zones partiellement vides (depleted zones). SEEGER suggère que les effets de saturation observés pour de fortes irradiations peuvent s'expliquer par la capture de crowdions dynamiques par les zones.

Comme ce modèle d'interaction est très nuancé et très complexe, il nous paraît nécessaire, pour en avoir une idée fidèle, de se reporter aux descriptions originales [10], [11], [12].

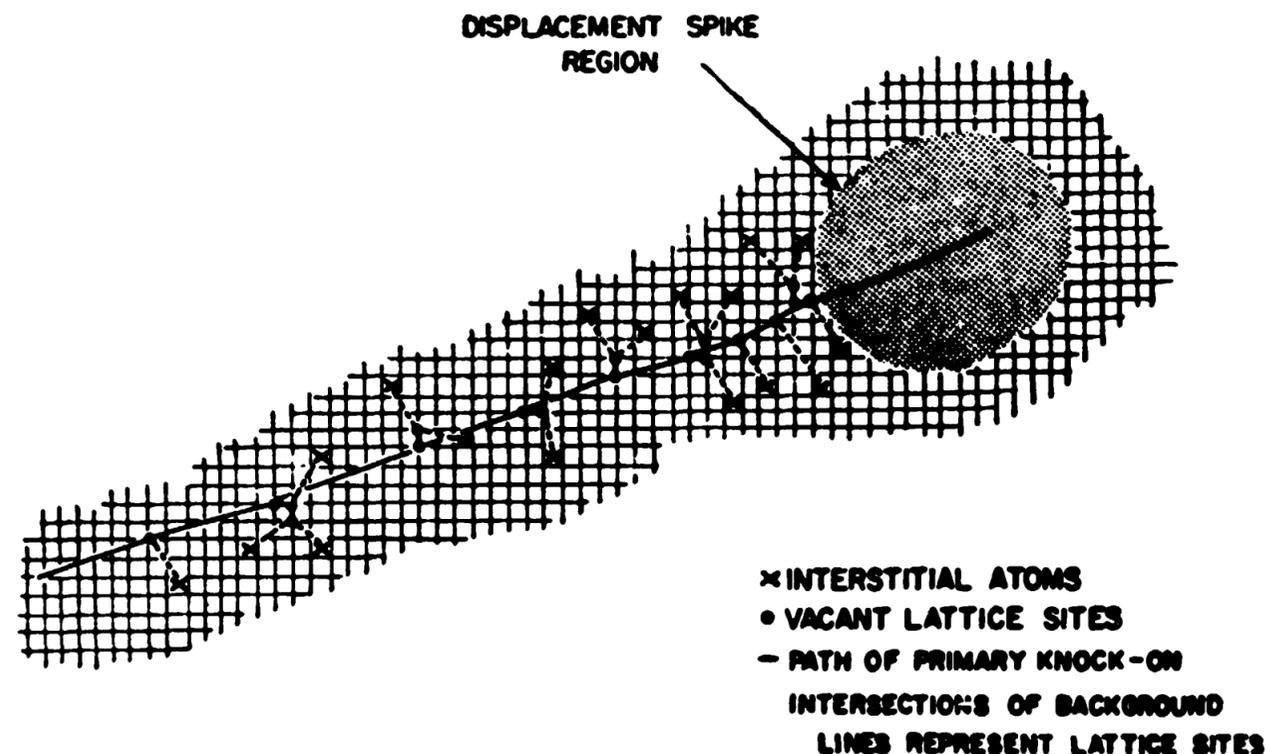


Figure 1 - Schéma montrant le ralentissement d'un primaire suivant la conception de BRINKMAN dans le cas où  $E_{D001} < E_1$  (d'après BRINKMAN [11]).

APPLICATIONS : CALCUL DE FONCTIONS DE DOSE ET DE RÉPONSE

1 - FONCTION DE REPONSE RELATIVE AUX DEPLACEMENTS D'ATOMES DANS UN PROCESSUS EN GERBE -

Pour illustrer le formalisme proposé au chapitre I, nous donnons l'exemple du calcul d'une fonction de réponse dans le cas où l'effet primaire est le déplacement d'atomes dans un processus en gerbe. (Ce calcul servira dans la 2ème partie pour déterminer la fonction de réponse du détecteur de dommages en silicium). Nous donnons au paragraphe 2 - un exemple plus compliqué reposant sur le modèle de BRINKMAN-SEEGER et applicable au calcul des dommages sur l'acier.

a) Chocs élastiques de neutrons.

Nous ne considérons d'abord que les chocs élastiques. Soit  $G_0(E_1)$  le nombre d'atomes déplacés par un primaire d'énergie  $E_1$ ,  $E_0$  l'énergie d'un neutron avant le choc neutron-noyau,  $u$  le cosinus de l'angle de déflexion du neutron dans le système du centre de masse,  $P(E_0, u)$  la densité de probabilité pour que le neutron subisse la déflexion  $u$ ,  $A$  la masse atomique de l'élément considéré :

$$E_1 = \frac{2A}{(1+A)^2} [1-u] E_0 \quad (3)$$

Soit  $\mathcal{G}_{\text{élastique}}(E_0)$  le nombre moyen d'atomes déplacés à la suite du choc élastique d'un neutron  $E_0$  :

$$\mathcal{G}_{\text{élastique}}(E_0) = \int_{-1}^{+1} P(E_0, u) G_0 \left[ \frac{2A}{(1+A)^2} (1-u) E_0 \right] du \quad (4)$$

La concentration en atomes déplacés est donc :

$$\iint_{E_0, t} \varphi(E_0, t) N_0 \mathcal{G}_{\text{élastique}}(E_0) \sigma_{\text{élastique}}(E_0) dE_0 dt \quad (5)$$

où  $\sigma_{\text{élastique}}(E_0)$  est la section efficace microscopique pour les chocs élastiques de neutrons,  $N_0$  la concentration en atomes et  $\varphi(E_0, t)$  le flux de neutrons par unité d'énergie et de temps.

La fonction de réponse cherchée est donc, à un facteur de normalisation près :

$$R_D(E_0) = \mathcal{G}_{\text{élastique}}(E_0) \sigma_{\text{élastique}}(E_0) \quad (6)$$

b) Chocs inélastiques de neutrons (réaction  $n, n', \gamma$ ).

L'énergie  $E_1$  d'un primaire après un choc inélastique est liée à  $E_0$  par la relation approchée [14] :

$$E_1 = E_\gamma \frac{1}{1+A} \left[ \frac{2A}{1+A} \frac{E_0}{E_\gamma} - 1 + 2 \left( \frac{A}{1+A} \frac{E_0}{E_\gamma} \left[ \frac{A}{1+A} \frac{E_0}{E_\gamma} - 1 \right] \right)^{\frac{1}{2}} \cos \psi \right] \quad (7)$$

où  $E_\gamma$  est l'énergie du  $\gamma$  émis et  $\psi$  l'angle d'émergence du noyau de recul dans le système du centre de masse. Si on suppose que  $\psi$  ne prend pas de valeurs privilégiées, ce qui est en général proche de la réalité, on voit que le spectre des reculs est un créneau qui s'étend d'une énergie  $E_{\text{min}} \neq 0$  à une énergie  $E_{\text{max}}$  définie par la formule (7) et  $\cos \psi = \pm 1$ .

Le nombre moyen d'atomes déplacés à la suite d'un choc inélastique est donc :

$$G_{\text{inélastique}}(E_0) = \frac{1}{E_{\text{max}} - E_{\text{min}}} \int_{E_{\text{min}}}^{E_{\text{max}}} G_D(E_1) dE_1 \quad (8)$$

et la fonction de réponse pour les chocs élastiques et inélastiques est, à un facteur près :

$$R_L(E_0) = G_{\text{élastique}}(E_0) \sigma_{\text{élastique}}(E_0) + G_{\text{inélastique}}(E_0) \sigma_{\text{inélastique}}(E_0) \quad (9)$$

et peut être normalisée sur un spectre de fission

( $G_{\text{inélastique}}(E_0)$  est la section efficace pour les chocs inélastiques de neutrons).

## 2 - CALCUL D'UNE FONCTION DE DOSE ET DES FONCTIONS DE REPONSE D'APRES LE MODELE DE BRINKMAN-SEEGER -

AMAYEV, PLATONOV et PRAVDYUK [5] ont étudié expérimentalement la limite élastique d'aciers ferrite-perlite irradiés et ont montré que les résultats expérimentaux étaient conformes aux calculs faits à partir du modèle de BRINKMAN-SEEGER.

Le calcul ci-dessous est un exemple complet d'application du formalisme proposé au chapitre I. Il conduit aux relations qui lient la limite élastique d'un acier au flux intégré et au spectre des neutrons et met en oeuvre une fonction de dose et deux fonctions de réponse. Il reprend la méthode de calcul d'AMAYEV et autres, mais sans faire d'hypothèses sur un flux et un spectre particuliers et conduit à des formules condensées, d'utilisation très simple, et valables pour des irradiations quelconques.

Il faut noter toutefois que les résultats ne concernent que les effets physiques et ne s'appliquent pas forcément à n'importe quel type d'acier, notamment quand les effets physico-chimiques peuvent être importants (interaction de bulles d'hélium avec les joints de grains, par exemple).

On considère deux effets primaires :

- le nombre de zones (zones partiellement vides) créées par unité de volume,
- le nombre de crowdions dynamiques créés par unité de volume.

Les effets secondaires sont :

- la capture des crowdions dynamiques par les zones, qui réduit le diamètre des zones,
- le blocage des plans de glissement par les zones, qui augmente la limite élastique (suivant SEEGER, l'accroissement de la limite élastique est inversement proportionnel à la distance de deux zones dans un plan de glissement [12]).

### Hypothèses

- 1) Nous adoptons le modèle décrit au chapitre II, paragraphe 3.
- 2) Les lacunes isolées sont supposées inexistantes (guéries) à la température considérée. Ainsi, les crowdions dynamiques ne peuvent être captés que par les zones.
- 3) Nous définissons une concentration en zones  $N_z$  et une concentration en lacunes  $n$  comme des concentrations moyennes dans des éléments de volume de grandeur intermédiaire entre le diamètre des zones et le libre parcours moyen des neutrons.
- 4) La concentration moyenne en lacunes dans une zone (plus exactement la concentration en atomes manquants) est supposée constante. A une diminution du nombre de lacunes dans les zones par capture de crowdions dynamiques, on associe donc une diminution du volume des zones. Si l'intérieur de la zone est un trou continu, cette concentration est l'inverse du volume occupé par une lacune.

5) La variation de la limite élastique  $\Delta\sigma = A \frac{1}{l}$  où  $l$  est la distance moyenne de deux zones dans un plan de glissement et  $A$  un coefficient caractéristique de l'acier [5], [12].

6) Le volume d'un pic de déplacement étant proportionnel à l'énergie du primaire au moment où le pic se forme, on admet que le nombre de crowdions dynamiques est proportionnel à cette énergie.

### Notations

- $N_{CD}$  nombre de crowdions dynamiques créés par unité de volume
- $N_z$  nombre de zones créées par unité de volume (voir hypothèse n° 3)
- $n$  concentration en lacunes (voir hypothèse n° 3)
- $\beta$  probabilité de capture d'un crowdion dynamique par les lacunes pour  $n = 1 \text{ cm}^{-3}$
- $n_0$  concentration en lacunes dans une zone (hypothèse n° 4)
- $\chi$  diamètre moyen des zones
- $l$  distance moyenne de deux zones dans un plan de glissement
- $E_{\text{min}}$  énergie minimum pour qu'un primaire crée une zone (chapitre II, paragraphe 3)
- $E_{\text{max}}$  énergie au-dessus de laquelle un primaire se ralentit sans créer de zone (chapitre II, paragraphe 3)
- $E_C$  énergie nécessaire pour la création d'un crowdion dynamique (hypothèse n° 6).

### Calcul de l'accroissement de la limite élastique

D'après les hypothèses de SEEGER, chaque crowdion dynamique émergent de la couronne chauffée laisse une lacune dans sa zone d'origine. Compte-tenu de la probabilité de capture des crowdions dynamiques par les lacunes situées dans les zones,  $n$  et  $N_{CD}$  sont liées par :

$$dn = dN_{CD} - dN_{CD} \cdot \beta n \quad (10)$$

d'où 
$$n = \frac{1}{\beta} (1 - e^{-\beta N_{CD}}) \quad (11)$$

Comme toutes les lacunes sont concentrées dans les zones (hypothèse 2), chaque zone contient en moyenne  $\frac{n}{N_z}$  lacunes :

$$\frac{n}{N_z} = \frac{1}{\beta N_z} [1 - e^{-\beta N_{CD}}] \quad (12)$$

Le volume moyen d'une zone est :

$$\frac{n}{N_z} \times \frac{1}{n_0} \quad (13)$$

et le diamètre moyen d'une zone (supposée sphérique) est :

$$\chi = \left[ \frac{6}{\pi} \left( \frac{n}{N_z} \frac{1}{n_0} \right) \right]^{\frac{1}{3}} \quad (14)$$

Comme 
$$l = [\chi N_z]^{-\frac{1}{2}} \quad (15)$$

il vient 
$$\frac{1}{l} = \left[ \frac{6}{\pi} \frac{N_z^2}{\beta n_0} (1 - e^{-\beta N_{CD}}) \right]^{\frac{1}{6}} \quad (16)$$

et 
$$\Delta\sigma = A \left[ \frac{6}{\pi} \frac{N_z^2}{\beta n_0} (1 - e^{-\beta N_{CD}}) \right]^{\frac{1}{6}} \quad (17)$$

### Fonctions de dose et fonctions de réponse

Un primaire d'énergie  $E_1$  crée  $G_z(E_1)$  zones :

$$G_z(E_1) = 0 \quad \text{si } E_1 < E_{\text{min}} \quad (18)$$

$$G_z(E_1) = 1 \quad \text{si } E_{\text{min}} < E_1 \quad (19)$$

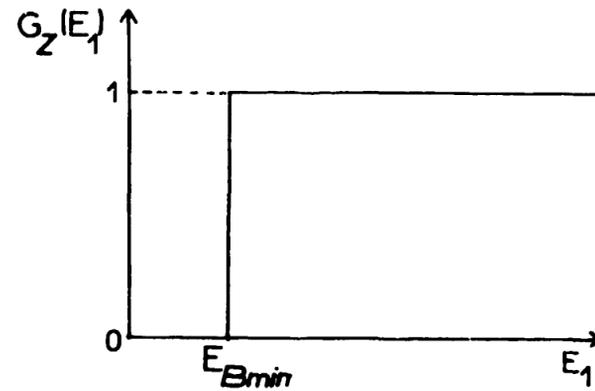
Un primaire d'énergie  $E_1$  crée  $G_{CD}(E_1)$  crowdions dynamiques. Puisqu'il faut une énergie  $E_C$  pour créer un crowdion dynamique,

$$G_{CD}(E_1) = 0 \quad \text{si } E_1 < E_{Bmin} \quad (20)$$

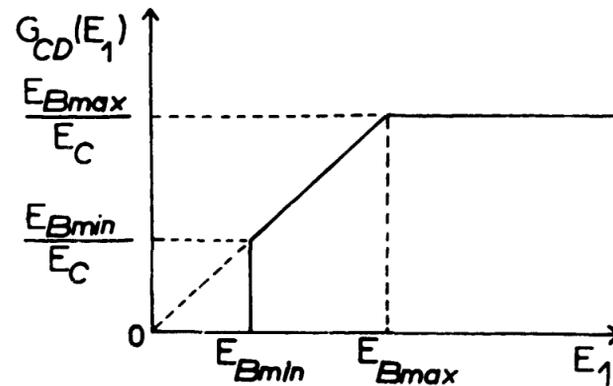
$$G_{CD}(E_1) = \frac{E_1}{E_C} \quad \text{si } E_{Bmin} < E_1 < E_{Bmax} \quad (21)$$

$$G_{CD}(E_1) = \frac{E_{Bmax}}{E_C} \quad \text{si } E_{Bmax} < E_1 \quad (22)$$

Les fonctions  $G_Z$  et  $G_{CD}$  sont représentées sur les figures 2a) et 2b).



La Figure 2a montre le nombre de zones créées en fonction de l'énergie d'un primaire.



La Figure 2b représente le nombre de crowdions dynamiques créés en fonction de l'énergie d'un primaire.

D'une façon analogue à celle utilisée au paragraphe 1 pour calculer le nombre d'atomes déplacés, et avec les mêmes notations, on calcule le nombre de zones et de crowdions dynamiques créés en moyenne à la suite du choc élastique ou inélastique d'un neutron d'énergie  $E_0$  :

$$\mathcal{S}_Z \text{ élast.}(E_0) = \int_{-1}^{+1} P(E_0, u) G_Z \left( \frac{2A}{(1+A)^2} [1-u] E_0 \right) du \quad (23)$$

$$\mathcal{S}_Z \text{ inélast.}(E_0) = \frac{1}{E_{1max} - E_{1min}} \int_{E_{1min}}^{E_{1max}} G_Z(E_1) dE_1 \quad (24)$$

$$\mathcal{S}_{CD} \text{ élast.}(E_0) = \int_{-1}^{+1} P(E_0, u) G_{CD} \left( \frac{2A}{(1+A)^2} [1-u] E_0 \right) du \quad (25)$$

$$\mathcal{S}_{CD} \text{ inélast.}(E_0) = \frac{1}{E_{1max} - E_{1min}} \int_{E_{1min}}^{E_{1max}} G_{CD}(E_1) dE_1 \quad (26)$$

La concentration en zones est donc,

$$N_Z = \iint_{\epsilon, E_0, t} \varphi(E_0, t) N_0 [\mathcal{S}_Z \text{ élast.}(E_0) \sigma_{\text{élast.}}(E_0) + \mathcal{S}_Z \text{ inélast.}(E_0) \sigma_{\text{inélast.}}(E_0)] dE_0 dt \quad (27)$$

où  $\varphi(E_0, t)$  est le flux de neutrons par unité d'énergie et de temps et  $N_0$  la concentration en atomes.

On définit la fonction de réponse relative à la production de zones comme :

$$R_Z(E_0) = \frac{1}{k_Z} [\mathcal{S}_Z \text{ élast.}(E_0) \sigma_{\text{élast.}}(E_0) + \mathcal{S}_Z \text{ inélast.}(E_0) \sigma_{\text{inélast.}}(E_0)] \quad (28)$$

où  $k_Z$  est tel que  $R_Z(E_0)$  soit normalisée sur un spectre de fission.

On calcule de même  $N_{CD}(E_0)$ , nombre de crowdions dynamiques créés par unité de volume,  $k_{CD}$  et  $R_{CD}(E_0)$ , coefficient de normalisation et fonction de réponse relatifs aux crowdions dynamiques.

$$R_{CD}(E_0) = \frac{1}{k_{CD}} [\mathcal{S}_{CD} \text{ élast.}(E_0) \sigma_{\text{élast.}}(E_0) + \mathcal{S}_{CD} \text{ inélast.}(E_0) \sigma_{\text{inélast.}}(E_0)] \quad (29)$$

A partir de (17), qui lie la limite élastique aux effets primaires  $N_Z$  et  $N_{CD}$ , de (27), qui lie  $N_Z$  au flux et au spectre, de la formule analogue qui lie  $N_{CD}$  au flux et au spectre, de (28) et (29) qui définissent les fonctions de réponse, on obtient :

$D_Z = \iint_{\epsilon, E_0, t} R_Z(E_0) \varphi(E_0, t) dE_0 dt \quad (30)$	Dose Wigner relative aux zones
$D_{CD} = \iint_{\epsilon, E_0, t} R_{CD}(E_0) \varphi(E_0, t) dE_0 dt \quad (31)$	Dose Wigner relative aux crowdions dynamiques
$\Delta \sigma = A_1 [D_Z^2 (1 - e^{-\alpha D_{CD}})]^{\frac{1}{2}} \quad (32)$	Fonction de dose pour la limite élastique

Les calculs numériques des fonctions de réponse sont faites par le programme ARTHUR [15]. Les données neutroniques (sections efficaces différentielles) sont tirées de la bibliothèque GENDA [16].  $E_{Bmin}$  et  $E_{Bmax}$  sont respectivement 400 eV et 20 keV, conformément aux estimations de BRINKMAN [11].

Les coefficients ont pour valeur :

$$A_1 = A \left[ \frac{6N_0 k_Z}{\pi \beta n_0} \right] \quad (33)$$

où  $A$  est un coefficient dépendant de la nuance de l'acier,

$$\alpha = N_0 \beta k_{CD} \quad (34)$$

avec

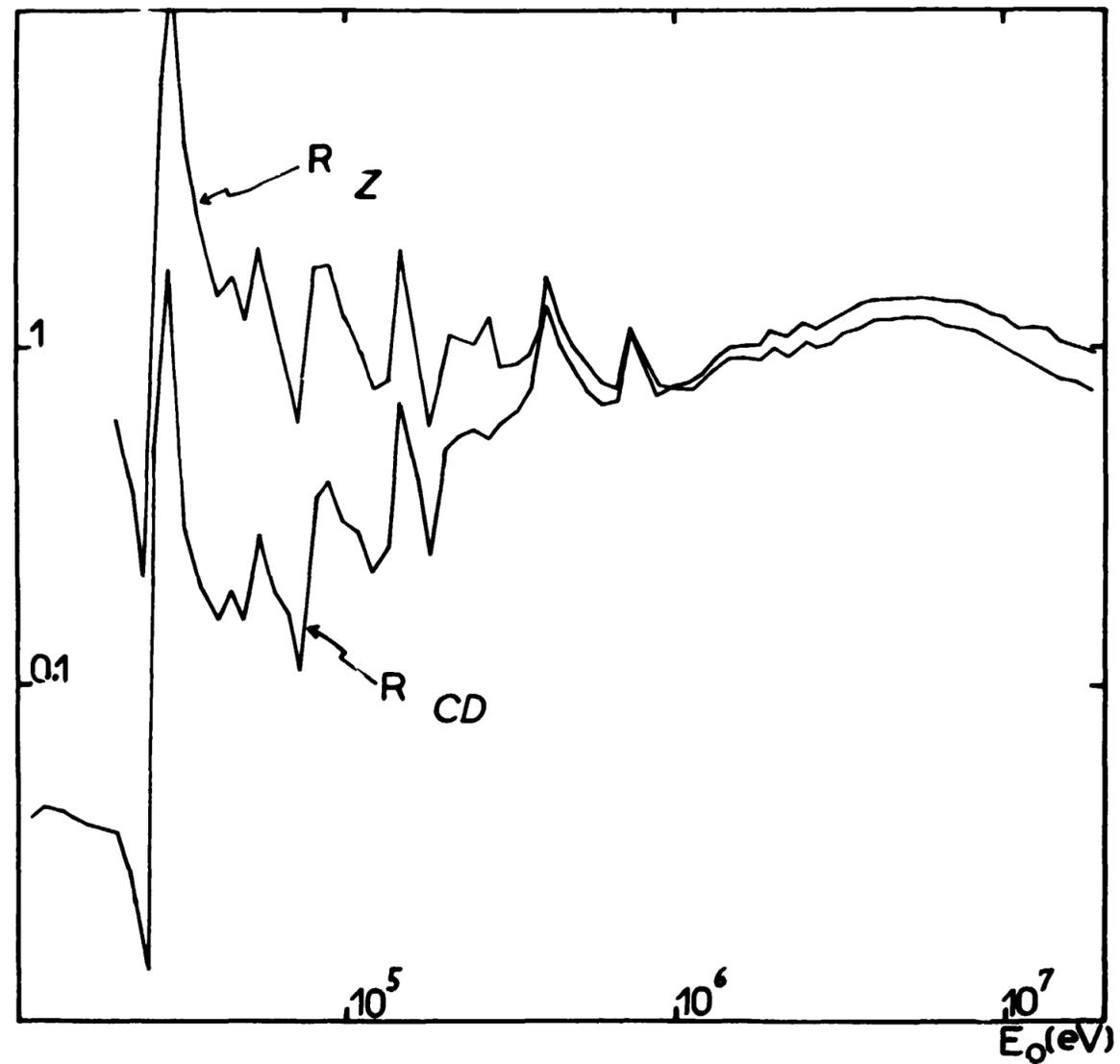
$$k_{\#} = 3.02 \cdot 10^{-24} \text{ cm}^2 \quad (35)$$

$$k_{CD} = \frac{4.38 \cdot 10^{-20}}{E_C(\text{eV})} \text{ cm}^2 \quad (36)$$

(AMAYEV a trouvé  $E_C = 64$  eV).

Les fonctions de réponse  $R_Z(E_0)$  et  $R_{CD}(E_0)$  obtenues sont représentées sur la figure 3.

Les coefficients  $A_1$  et  $\alpha$  qui déterminent la fonction de dose peuvent être obtenus expérimentalement pour un acier donné.



DEUXIÈME PARTIE  
 APPLICATION AU DÉTECTEUR  
 DE DOMMAGES EN SILICIUM

Figure 3 - Fonctions de réponse relatives à la création de zones ( $R_Z$ ) et de crowdions dynamiques ( $R_{CD}$ ) dans le fer.

## INTRODUCTION A LA DEUXIÈME PARTIE

Les premières études faites au Service d'Etudes de Protections de Piles sur les jonctions PIN en silicium [17] [18] ont montré que des diodes de fabrication commerciale étaient très sensibles aux neutrons rapides, ce qui a conduit aux premières tentatives de les utiliser en dosimétrie.

Le travail présenté ici est une contribution à la mise au point pratique du détecteur actuellement utilisé. Il vise à déterminer la réponse de celui-ci à l'énergie des neutrons et constitue un test des méthodes exposées dans la première partie.

L'état d'avancement de la mise au point du détecteur au moment des mesures rapportées au chapitre III a permis une précision de 20 %. Ces performances sont maintenant nettement supérieures puisque des améliorations récentes réalisées en collaboration avec M. LE RALLE (SEPP) autorisent une précision de l'ordre de 5 à 10 %.

Nous avons vérifié que le détecteur a une réponse linéaire au flux intégré dans des spectres de neutrons très variés. Le spectre du convertisseur NAIADÉ 1 associé à la pile ZOE, voisin d'un spectre de fission, le spectre des canaux 7/3 de ZOE, des neutrons de 14,7 MeV (accélérateur SAMES de Fontenay-aux-Roses, réaction D.T), des neutrons de 140 keV (VAN de GRAAFF de Cadarache, réaction p,Li).

Il résulte donc des remarques de la première partie (chapitre I, paragraphe 4) qu'une seule fonction de réponse permet de caractériser l'influence du spectre et que, si la nature de l'effet primaire correspondant est connue, il est possible, pour une irradiation quelconque, de définir un flux de fission équivalent.

Dans le chapitre 1, consacré à la mesure de l'énergie cédée au réseau par un primaire, nous montrons que le processus en gerbe s'applique au silicium. Dans le chapitre 2 nous calculons la fonction de réponse du détecteur pour un processus en gerbe. Le chapitre 3 est consacré à la mesure de la fonction de réponse du détecteur et on constate que les résultats sont en accord satisfaisant avec les calculs du chapitre 2.

## CHAPITRE I

### MESURE DE L'ÉNERGIE CÉDÉE AU RÉSEAU PAR UN PRIMAIRE

#### 1 - PRINCIPE DE L'EXPERIENCE -

L'appareil de mesure est une diode à barrière de surface en silicium utilisée comme chambre d'ionisation solide. On crée au sein de ce détecteur un spectre de primaires connu (paragraphe 6) en le bombardant avec des neutrons monoénergétiques.

Chaque fois qu'une particule ionisante se ralentit complètement dans la zone de charge d'espace d'une chambre d'ionisation solide, on collecte aux bornes de celle-ci une charge

$$Q = \frac{E_c}{\epsilon_p} \quad (37)$$

où  $E_c$  est l'énergie cédée aux électrons et où  $\epsilon_p$ , énergie nécessaire pour créer une paire électron-trou, est une constante du semi-conducteur qui ne dépend, moyennant certaines conditions, ni de la charge de la particule, ni de son énergie (paragraphe 2).

On recueille donc aux bornes de la diode un spectre de charges qui correspond au spectre des primaires, chaque primaire donnant une impulsion de charge égale à l'énergie cédée aux électrons par le primaire divisée par la constante  $\epsilon_p$ .

Le spectre des primaires présente un front raide qui correspond à l'énergie maximum des primaires. En observant comment ce front est transformé dans le spectre recueilli, on détermine dans quelles proportions l'énergie des primaires est répartie entre le réseau atomique et les électrons (paragraphe 4).

#### 2 - ENERGIE NECESSAIRE POUR CREER UNE PAIRE ELECTRON-TROU -

Pour une particule ionisante donnée,  $\epsilon_p$  n'est pas constante mais dépend, en réalité, de la résistivité du silicium, de la température et du champ électrique créé dans la zone de charge d'espace par le potentiel de diffusion  $V_D$  et par la tension de polarisation  $V_p$  [19].

La figure 4 montre la correspondance linéaire entre  $\epsilon_p$  et  $(V_D + V_p)^{1/2}$  pour 2 détecteurs de résistivités différentes  $\rho_1$  et  $\rho_2$  à une même température. Les droites expérimentales peuvent être prolongées et se rencontrent sur l'axe des ordonnées, donnant  $\epsilon_\infty$ , valeur extrapolée de  $\epsilon_p$  pour un champ infini, indépendante de la résistivité.

On admet souvent que  $\epsilon_p$  ne dépend pas du type de la particule. En réalité, BUSSOLATI et autres ont réalisé des expériences précises et ont montré que  $\epsilon_p$  était sensiblement différent pour les  $\alpha$  et les  $\beta$  ( $\epsilon_\infty(\alpha) = 3.61 \pm 0.01$ ,  $\epsilon_\infty(\beta) = 3.79 \pm 0.01$  à 300°K, soit une différence voisine de 5 %) [20].

De nombreux auteurs ont vérifié par ailleurs que :

- $\epsilon_p$  est indépendant de l'énergie pour une même particule
- $\epsilon_p$  est indépendant du type de la particule s'il s'agit d'une particule lourde (des protons aux fragments de fission) pourvu que la zone de charge d'espace soit assez profonde par rapport au parcours de la particule.

HALBERT et BLANKENSHIP [21] ont montré que  $\epsilon_p$  était constant pour des ions  $N_{14}$  jusqu'à ~ 25 MeV et que  $\epsilon_p$  était le même que pour des  $\alpha$  à la précision des mesures près, estimée à

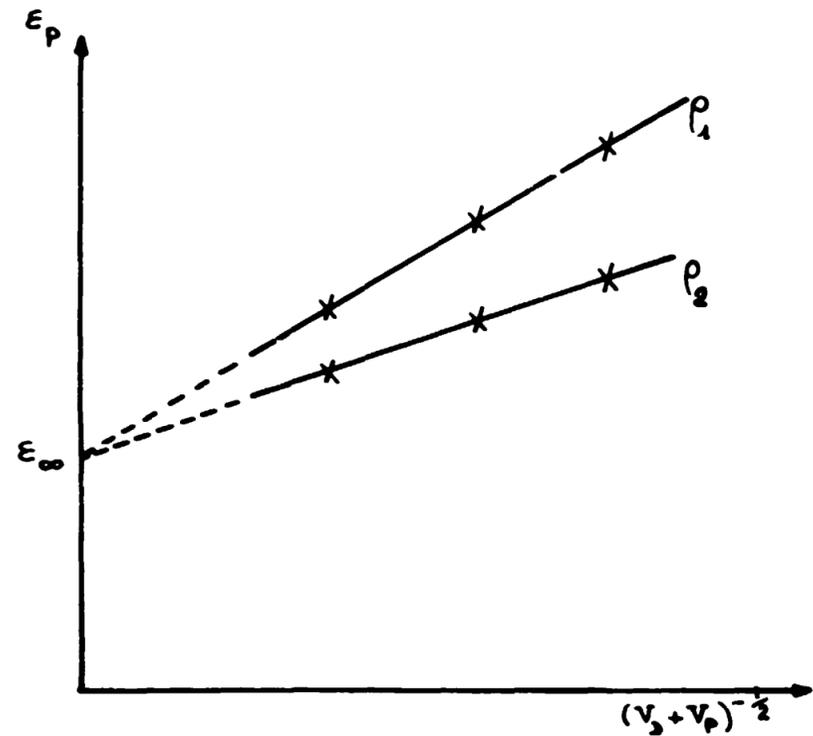


Figure 4 - Energie nécessaire pour créer une paire électron trou en fonction du champ électrique dans des diodes à barrière de surface pour des résistivités  $\rho_1$  et  $\rho_2$ .

~ 1 %. FRIEDLAND et autres [22] ont montré qu'il en était de même pour des  $\alpha$ , protons, ions  $C_{12}$  fragments de fission du  $C_{12}^{252}$  ( $C_{12}$  jusqu'à ~ 120 MeV), comme il résulte des mesures de KILIAN et autres, BARNES et autres, GORDON et autres [23] (dans toutes ces expériences, l'énergie cédée au réseau atomique par la particule est négligeable). Cette liste est loin d'être exhaustive et de nombreuses autres études confirment que  $\epsilon_p$  dépend peu de la nature et de l'énergie des particules lourdes.

Bien qu'il paraisse raisonnable de séparer le cas des électrons du cas des particules lourdes, il faut noter cependant que ces vérifications n'ont pas la précision des comparaisons de BUSSOLATI et autres entre les  $\beta$  et les  $\alpha$ .

Aux énergies auxquelles nous avons opéré l'influence de  $\epsilon_p$  n'est heureusement pas très critique et ne pourrait entraîner d'erreur importante qu'aux énergies de primaires plus élevées pour lesquelles l'énergie cédée aux électrons devient notablement plus importante que l'énergie cédée au réseau.

Comme nous avons étalonné la chaîne de mesure au moyen des électrons de conversion interne de la raie à 190,3 keV de l'Indium  $114^m$ , nous avons utilisé la valeur de  $\frac{\epsilon_p(\alpha)}{\epsilon_p(\beta)}$  mesurée par BUSSOLATI, en supposant qu'elle est égale au rapport  $\frac{\epsilon_p(\text{ions Si})}{\epsilon_p(\beta)}$ .

### 3 - DISPOSITIF EXPERIMENTAL -

Les détecteurs sont des diodes à barrière de surface en silicium ( $\rho = 3000 \Omega \times \text{cm}$ ) réalisés au S.E.P.P. par M. NOEL suivant la technique exposée en [26]. Le préamplificateur de charge, étudié au S.E.P.P. (M. de COSNAC) comporte un transistor d'entrée à effet de champ refroidi et a une résolution négligeable devant celle de la diode<sup>(1)</sup> (largeur à mi-hauteur  $\approx 9$  keV pour l'ensemble diode-électronique). La mise en forme est faite au moyen d'une ligne à retard de 1 micro-seconde [27]. La polarisation est de 60 volts.

Le dispositif de mesure (diode et préamplificateur) est intégré dans un cryostat à azote liquide (figure 5). Un organigramme du dispositif est représenté sur la figure 6. Les figures 7 et 8 montrent le dispositif d'irradiation et la baie de mesure.

(1) Les mêmes performances sont maintenant obtenues à température ambiante.

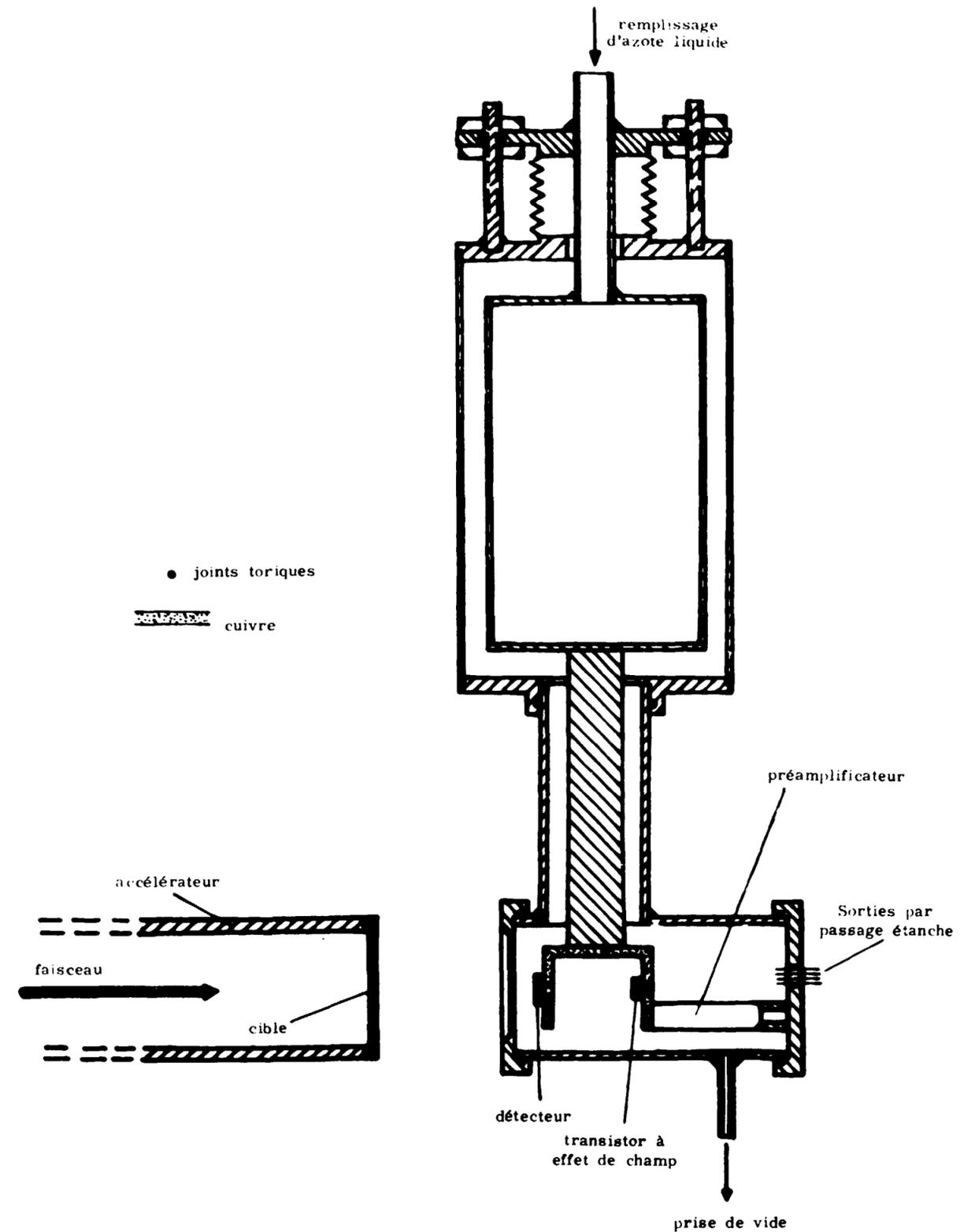


Figure 5 - Cryostat destiné au refroidissement de la diode à barrière de surface et du transistor d'entrée du préamplificateur de charges (effet de champ).

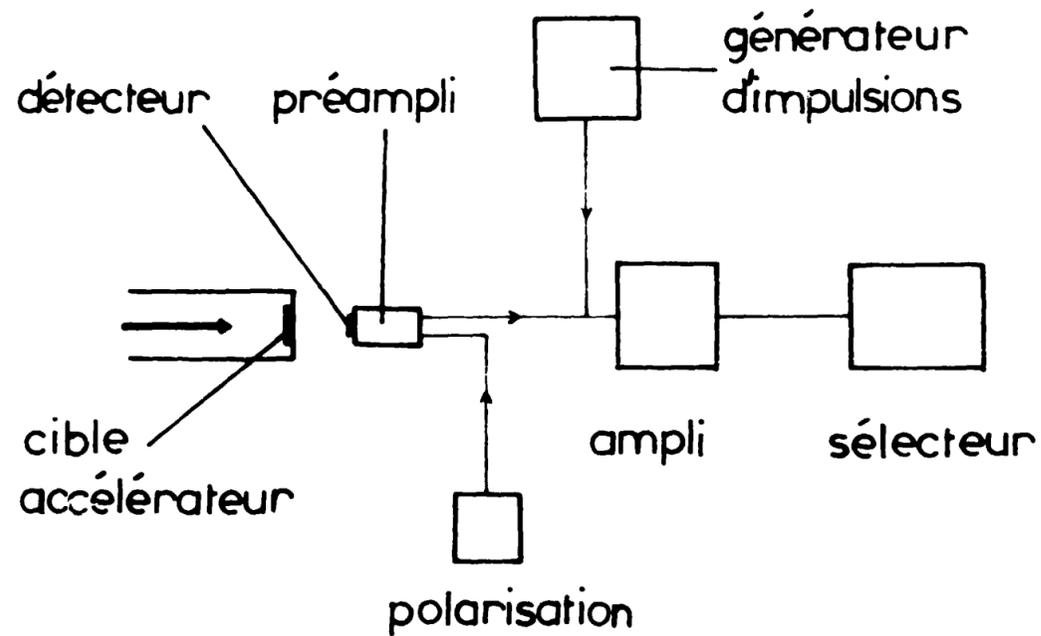


Figure 6 - Organigramme du dispositif expérimental utilisé pour la mesure des impulsions de charge créées dans le détecteur solide.

Les impulsions sont amplifiées, puis analysées par un sélecteur d'amplitude à 400 canaux. Nous avons vérifié la linéarité de l'ensemble dans la gamme d'énergies utilisée.

Un générateur d'impulsions sert à l'étalonnage en énergie. Ce générateur a été étudié pour fournir un signal dont la forme est indépendante de l'amplitude, celle-ci étant proportionnelle aux lectures du potentiomètre dans la gamme d'énergies utilisée. Il est doté d'une alimentation à très haute stabilité et d'un potentiomètre à boîtes de résistances AOIP accouplées permettant une très grande précision.

Ce générateur permet de reproduire des pics artificiels simulant n'importe quelle énergie. Il a été aligné sur les électrons de conversion interne du pic  $\gamma$  de 190,3 keV de l'Indium 114<sup>m</sup> [28] et a servi ensuite à étalonner en énergie l'ensemble de la chaîne de mesure. (L'énergie des couches électroniques de l'In 114 a été prise dans [40] p. 270). Un pic artificiel de référence a été injecté avant et après le stockage de chaque spectre pour vérifier l'absence de dérive.

#### 4 - METHODE DE DEPOUILLEMENT -

Soit  $f(E_1)$  le spectre des primaires,  
 $g(E_e)$  le spectre des énergies cédées aux électrons par chaque primaire.

Le temps de collection des charges dans la diode ( $\sim 10^{-9}$  s) est très inférieur au temps qui sépare la création de deux primaires successifs. Le temps mort de l'électronique est négligeable et la probabilité d'empilement est pratiquement nulle. A chaque primaire  $E_1$  correspond donc une impulsion  $E_e$ .

Les spectres  $g$  et  $f$  sont liés par une transformation  $T$  définie par :

$$g(E_e) = \int_{E_1} f(E_1) \mathcal{G}(E_1, E_e) dE_1 \quad (38)$$

Nous nous donnons la forme de la transformation  $T$  en supposant qu'elle se compose d'une translation  $-h(E_1)$  et d'un étalement gaussien caractérisé par une variance  $\sigma^2(E_1)$  :

$$\mathcal{G}(E_1, E_e) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{1}{\sigma(E_1)} \exp\left(\frac{-1}{2\sigma^2(E_1)} [E_e - (E_1 - h(E_1))]^2\right) \quad (39)$$

La transformation  $T$  a fait l'objet du programme de calcul BERTHE [39].

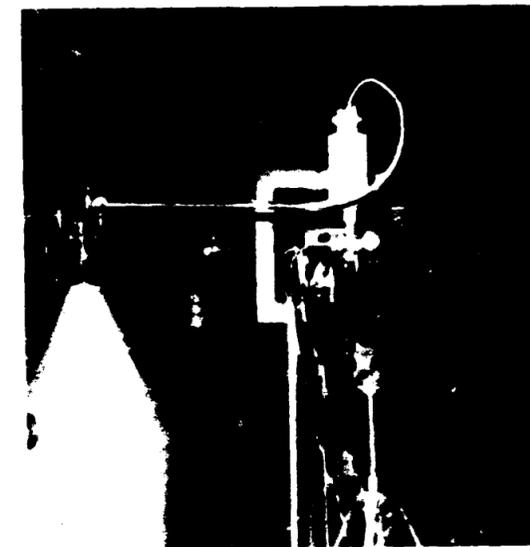


Figure 7 - Dispositif d'irradiation (cryostat avec diode à barrière de surface et préamplificateur de charges) pendant les expériences à l'accélérateur SAMES de Fontenay-aux-Roses.

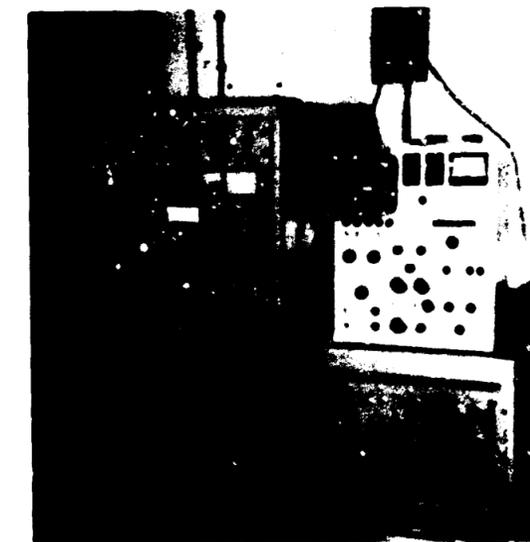


Figure 8 - Baie de mesure (comprenant l'amplificateur, le générateur d'impulsions et la source de polarisation) et sélecteur d'amplitude.

$h(E_1)$  est l'énergie moyenne cédée au réseau  $\sigma^2(E_1)$  est estimée à partir des résultats de LINDHARD. Nous déterminons la variance à partir des courbes donnant le "stragglings" pour  $(1) k = 0.15$  [6] et nous ajoutons la variance associée à la résolution propre de l'ensemble de mesure.

$h(E_1)$  est obtenue par approximations successives en lui apportant des corrections pour faire coïncider simultanément tous les spectres  $g(E_0)$  calculés par la transformation T à partir des spectres de primaires (calculés au paragraphe 6) avec les spectres mesurés dans leur partie correspondant au front du spectre des primaires.

##### 5 - REMARQUES SUR LE DEPOUILLEMENT -

a) Le flux de neutrons engendre des  $\gamma$  dus aux captures de neutrons et aux chocs inélastiques sur les matériaux qui entourent le détecteur et dans le détecteur lui-même. Le faisceau de l'accélérateur engendre également des  $\gamma$  par chocs inélastiques. Ces  $\gamma$  sont partiellement détectés par la diode. En effet, ils ne subissent pratiquement que des interactions COMPTON et la section efficace différentielle pour la création d'électrons COMPTON croît lorsque l'énergie de ces derniers diminue, pour devenir très grande aux énergies faibles. C'est pourquoi on constate la présence d'un spectre parasite à allure exponentielle qui se superpose aux impulsions des primaires. Bien que ces parasites aient un niveau relatif assez faible dans la zone frontale des spectres, ils masquent partiellement l'allure gaussienne des fronts de spectres (figure 9).

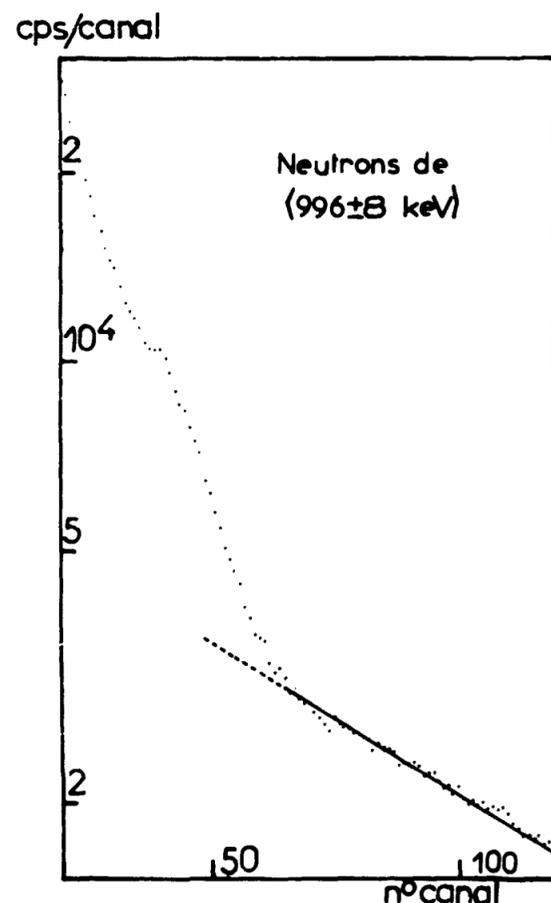


Figure 9 - Spectre d'impulsions associé au spectre des primaires engendré par des neutrons de  $\langle 996 \pm 8 \text{ keV} \rangle$ . La queue exponentielle est due aux gamma.

(1) Le paramètre  $k$ , défini par LINDHARD [6] est un facteur qui intervient dans la section efficace de ralentissement du primaire par interaction avec les électrons.

Nous les avons déduits avant dépouillement en extrapolant la queue du spectre vers les basses énergies. Par ce moyen, on élimine pratiquement les parasites dans la zone frontale, et moins complètement aux énergies plus faibles, mais il faut noter que seule la zone frontale est importante au dépouillement.

Nous avons réalisé quelques spectres en plaçant des sources  $\gamma$  au voisinage d'une diode à barrière de surface (en l'absence de neutrons) pour montrer l'allure exponentielle des spectres (figure 10). Sur la figure 9, représentant le spectre issu des neutrons de 996 keV, le spectre parasite est représenté par une droite.

b) Nous avons noté qu'il est difficile de déterminer avec précision la position du front sur la plupart des spectres expérimentaux. L'utilisation de la transformation T confirme que la déformation due à la pente de la fonction  $h(E_1)$  rend assez délicate la localisation du maximum apparent tel qu'on peut le déduire d'un changement de courbure. Nous avons représenté sur la figure 11 le spectre des primaires calculé (neutrons de 996 keV) et le spectre transformé et quelques zones partielles en forme de créneau et leurs transformées. Pour ces zones, la translation obtenue est bien égale à  $h(E_1)$  et les aires sont conservées. Les flèches en gros trait représentent l'extrémité du spectre des primaires et sa transformée, décalée de  $h(E_1)$ .

##### 6 - CALCUL DES SPECTRES DE PRIMAIRES -

Soit  $E_0$  l'énergie des neutrons

$E_1$  l'énergie des primaires

$\theta$  l'angle de déflexion du neutron (centre de masse)

$u = \cos \theta$

$P(u)$  la densité de probabilité pour la déflexion  $u$

$f(E_1)$  la densité de probabilité pour un choc donnant un primaire d'énergie  $E_1$

$L_i(u)$  le  $i$ ème polynôme de LEGENDRE

$A$  le nombre de masse de l'élément considéré.

$$E_1 = \frac{2A}{(1+A)^2} E_0 (1-u) \quad (40)$$

(loi du choc élastique)

$$P(u) du = f(E_1) dE_1 \quad (41)$$

$$\text{d'où} \quad f(E_1) = \frac{(1+A)^2}{2AE_0} P(E_0, u) \quad (42)$$

Développons  $P(E_0, u)$  en polynômes de LEGENDRE :

$$P(E_0, u) = \sum_{i=0}^{\infty} \frac{2i+1}{2} p_i(E_0) L_i(u) \quad (43)$$

où les  $p_i$  sont les coefficients du développement.

$$f(E_1) = \frac{(1+A)^2}{2AE_0} \sum_{i=0}^{\infty} \frac{2i+1}{2} p_i(E_0) L_i \left( 1 - \frac{E_1 (1+A)^2}{E_0 2A} \right) \quad (44)$$

les  $p_i$  sont extraits de la bibliothèque GENDA [16] et le calcul est réalisé par le programme CASTOR [29].

Les figures 11 et 12 montrent les spectres  $g(E_1)$  calculés pour des neutrons de  $996 \pm 8 \text{ keV}$  et  $2639 \pm 10 \text{ keV}$ . Dans ce dernier spectre est inclus le créneau dû aux chocs inélastiques, calculé comme indiqué dans la 1ère partie (chapitre III, paragraphe 1) et pondéré par la section efficace pour les chocs inélastiques. Enfin, nous avons tenu compte de l'étalement de l'énergie des neutrons, essentiellement due au ralentissement dans la cible, ce qui donne un spectre de neutrons voisin d'un créneau et explique la forme légèrement inclinée du front des spectres de primaires calculés.

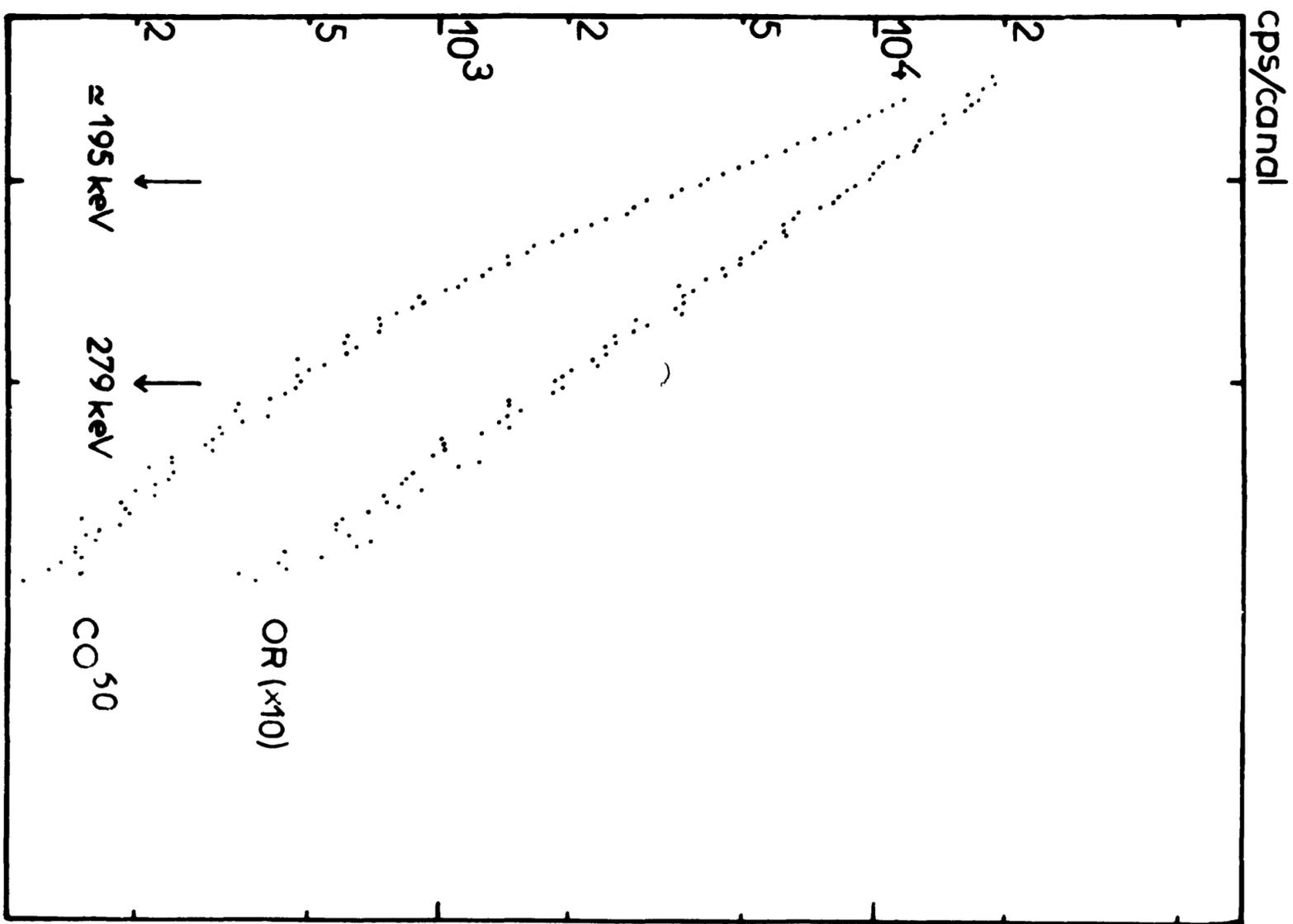


Figure 10 - Spectres obtenus avec une diode à barrière de surface à partir d'une source de Co<sup>60</sup> et d'un détecteur d'or irradié sous cadmium. Les flèches représentent les pics à 195 keV et 279 keV d'une source de Hg<sup>203</sup>.

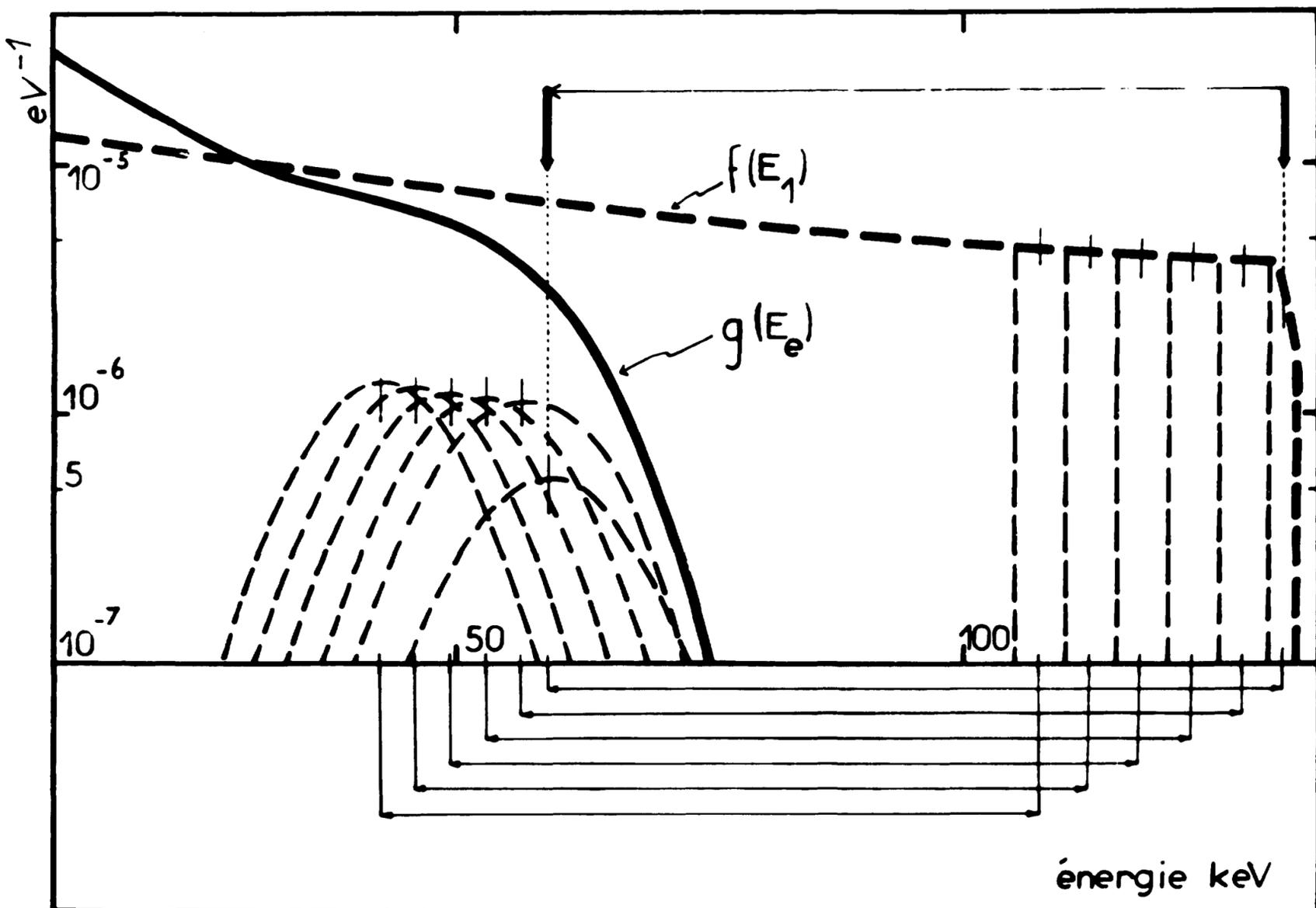


Figure 11 - Cette figure illustre la transformation T qui lie le spectre d'impulsions  $g(E_e)$  à un spectre de primaires  $f(E_1)$ . On a représenté les transformées de quelques zones partielles en forme de créneau. Les flèches en gros trait représentent l'extrémité du spectre des primaires et sa transformée.

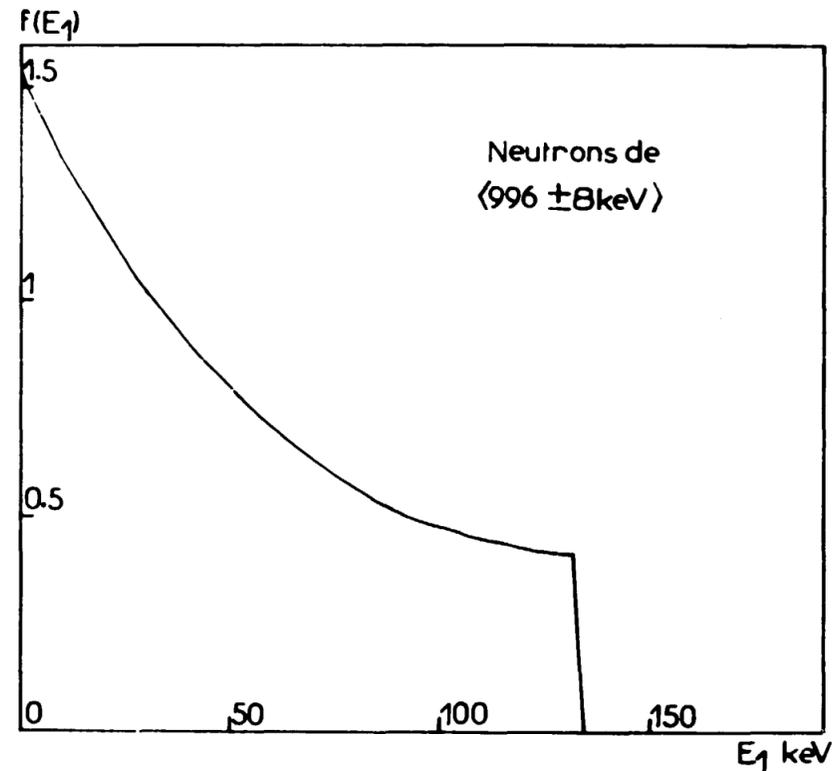


Figure 12 - Spectre de primaires créé par des neutrons de  $\langle 996 \pm 8 \text{ keV} \rangle$  (calculé).

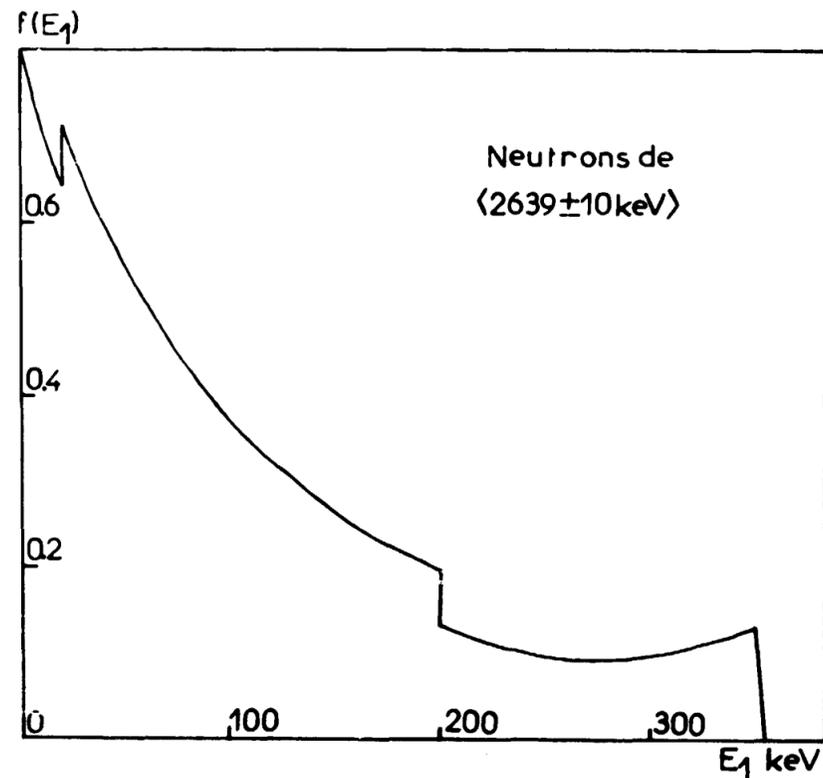


Figure 13 - Spectre de primaires créé par des neutrons de  $\langle 2639 \pm 10 \text{ keV} \rangle$  (calculé).

7 - RESULTATS -

La courbe  $h(E_1)$  qui permet d'obtenir par le calcul l'ensemble de spectres  $g(E_e)$  qui ressemble le plus aux spectres expérimentaux est représentée sur la figure 14. Cette courbe représente l'énergie cédée au réseau en fonction de l'énergie des primaires.

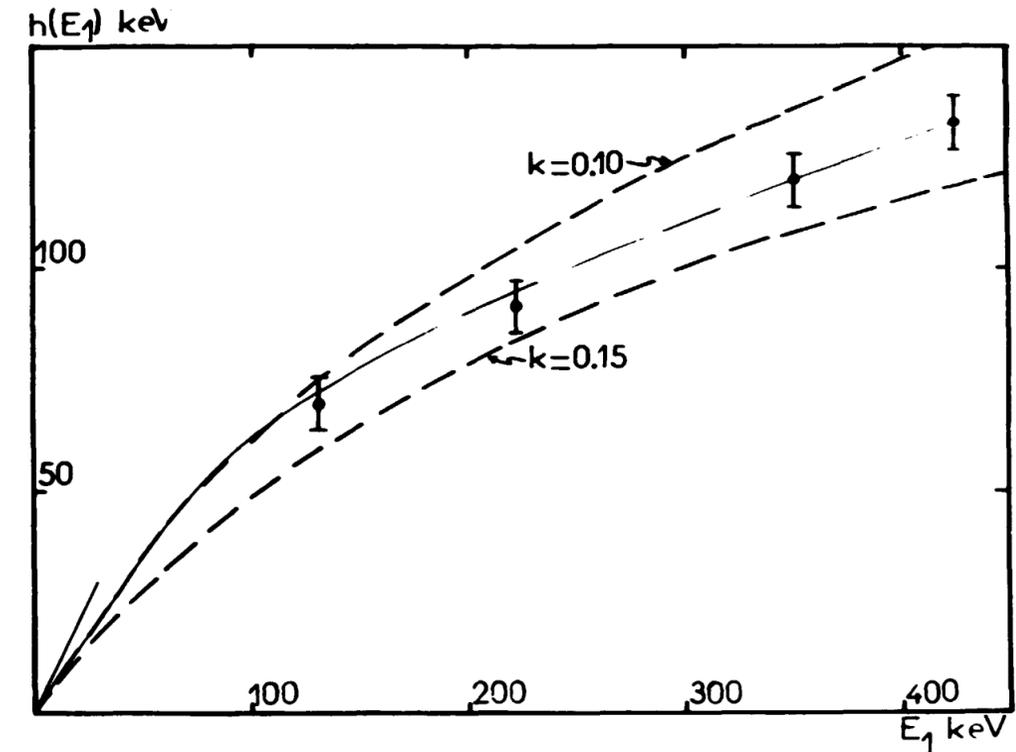


Figure 14 - En trait plein, courbe  $h(E_1)$  expérimentale. Cette courbe représente l'énergie cédée au réseau en fonction de l'énergie des primaires ; en trait interrompu, les courbes calculées d'après les résultats de LINDHARD pour deux valeurs du paramètre  $k$  (1) [6].

Nous avons reporté les courbes calculées à partir des courbes  $v(\epsilon)$  données par LINDHARD pour  $k = 0.10$  et  $k = 0.15$  [6]. On constate que la courbe expérimentale se situe entre les courbes  $k = 0.10$ ,  $k = 0.15$ .

Les figures 15, 16, 17, 18 montrent l'accord entre les spectres expérimentaux et les spectres calculés. On peut noter que pour les spectres à 996 keV et 1,72 MeV, la coïncidence entre les spectres expérimentaux est nettement moins bonne qu'avec les neutrons de 2,64 et 3,26 MeV et que la divergence ne correspond pas seulement à un décalage des énergies, mais à une certaine différence de forme.

La variance introduite dans le calcul ne peut être mise en cause puisqu'aux énergies de primaires correspondantes la variance est surtout due à la résolution de la diode, donc bien connue.

Il est probable que le calcul du spectre de primaires initial est entaché d'une certaine erreur due à une sous-estimation de l'anisotropie des chocs élastiques des neutrons, les données introduites (coefficients du développement en polynômes de LEGENDRE) étant insuffisantes.

SATTLER [1] a réalisé des expériences analogues pour une gamme d'énergies plus étendues. Il en a déduit la valeur du rapport :

$$\frac{\text{énergie cédée aux électrons par un primaire d'énergie } E_1}{\text{énergie cédée aux électrons par un électron d'énergie } E_1} = S(E_1)$$

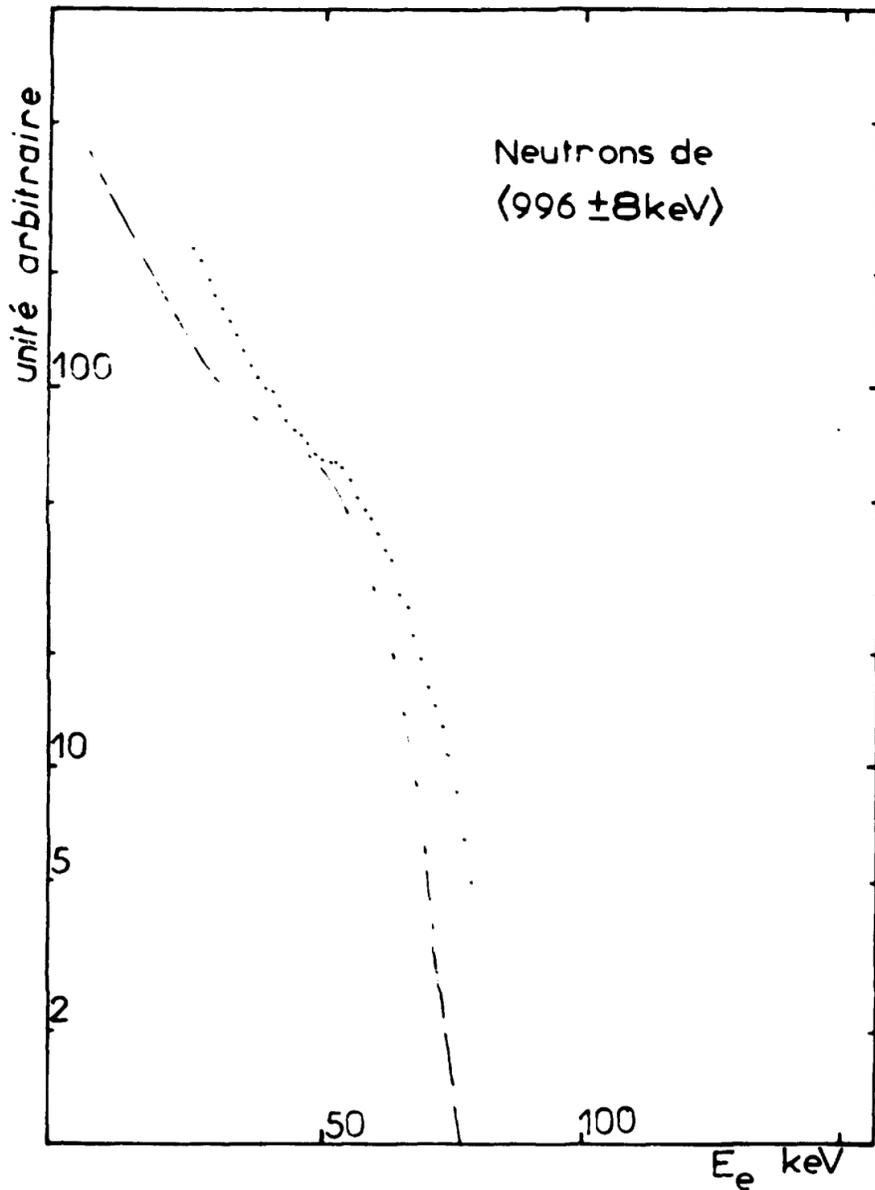


Figure 15 - Spectre d'impulsions  $g(E_e)$  associé à un spectre de primaires. Comparaison entre l'expérience et le calcul fait à partir de la courbe  $h(E_1)$  optimisée de la figure 14.

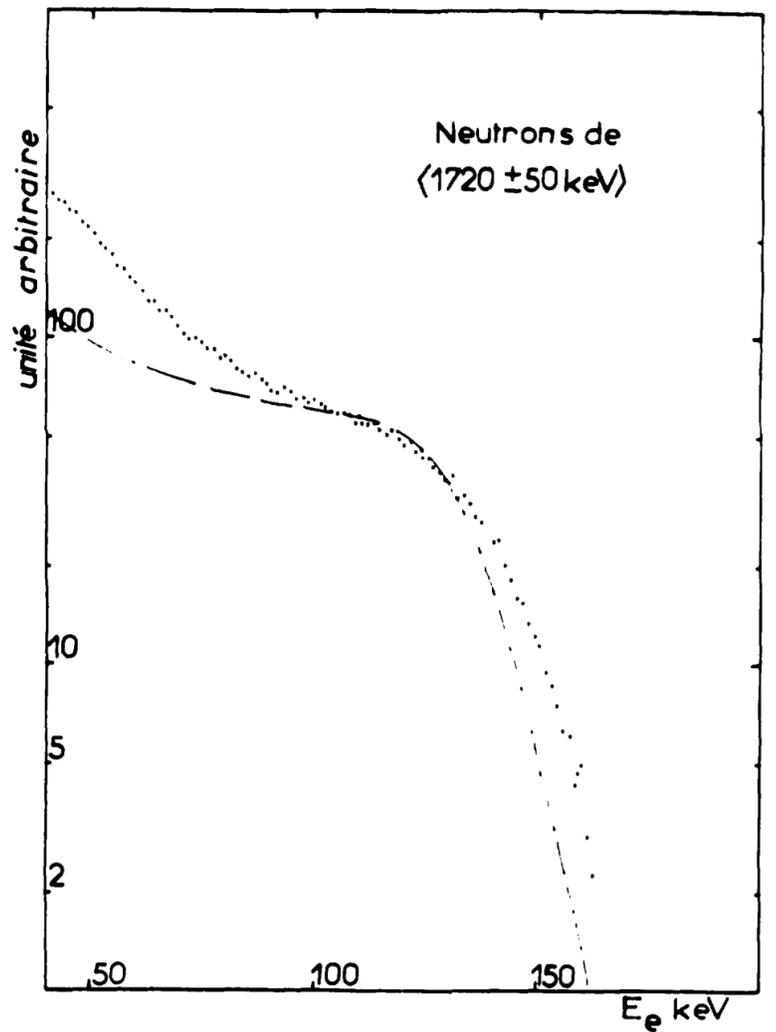


Figure 16 - Spectre d'impulsions  $g(E_e)$  associé à un spectre de primaires. Comparaison entre l'expérience et le calcul fait à partir de la courbe  $h(E_1)$  optimisée de la figure 14.

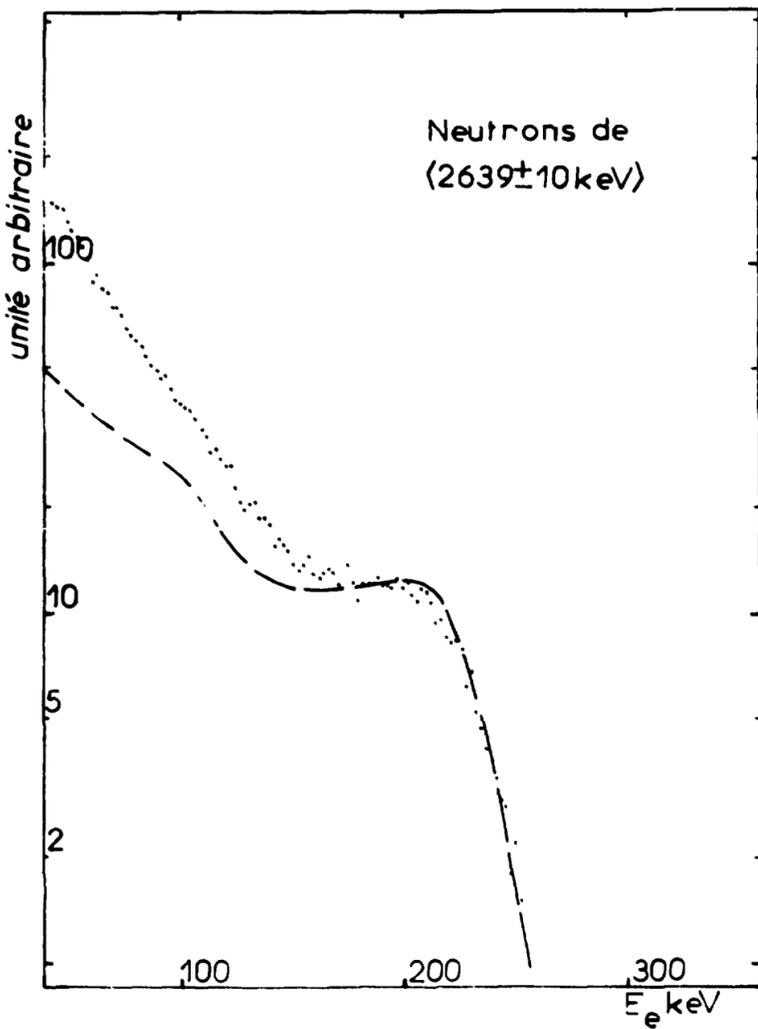


Figure 17 - Spectre d'impulsions  $g(E_e)$  associé à un spectre de primaires. Comparaison entre l'expérience et le calcul fait à partir de la courbe  $h(E_1)$  optimisée de la figure 14.

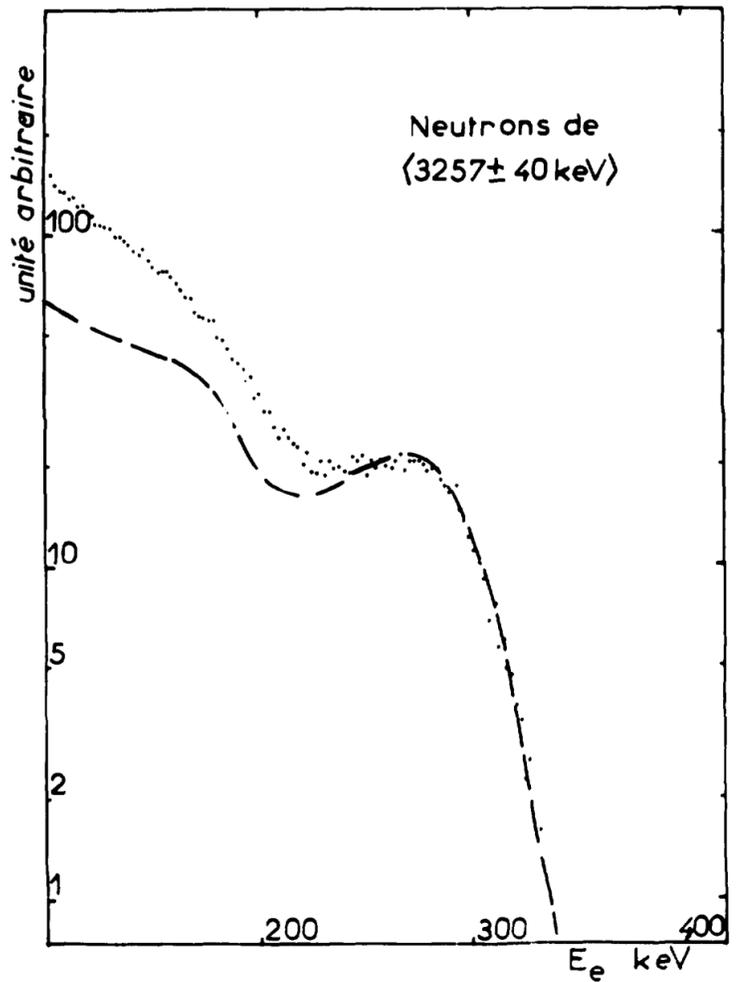


Figure 18 - Spectre d'impulsions  $g(E_e)$  associé à un spectre de primaires. Comparaison entre l'expérience et le calcul fait à partir de la courbe  $h(E_1)$  optimisée de la figure 14.

On peut en déduire la valeur de  $h(E_1)$  correspondante :

$$h(E_1) = E_1(1 - S(E_1)) \quad (45)$$

Les mesures de SATTLEER ainsi interprétées sont cohérentes avec les résultats obtenus plus haut, les points  $E_1 < 100$  keV étant toutefois légèrement au-dessous de notre courbe, ce qui va dans le sens d'une sous-estimation probable de notre part de l'anisotropie des chocs de neutrons à 996 keV et 1720 keV ainsi que nous l'avons signalé plus haut.

Dans l'ensemble, les résultats de SATTLEER et les nôtres s'inscrivent entre les courbes  $k = 0,10$ ,  $k = 0,15$ , ce qui montre l'intérêt pratique des courbes de LINDHARD. Il est à noter d'ailleurs que l'écartement entre ces deux courbes est de l'ordre de grandeur des incertitudes expérimentales et qu'il serait intéressant de faire des expériences plus fines. De toute façon, il est clair dès à présent que le rapport  $\frac{S_a(E_1)}{S_e(E_1)}$  des sections efficaces totales de ralentissement des primaires par interaction avec les atomes et avec les électrons utilisées par LINDHARD est proche de la réalité et constitue un instrument efficace, ceci d'autant plus que LINDHARD en a donné une présentation exceptionnellement compacte et maniable. (L'étude expérimentale de ORMROD et DUCKWORTH [24] montre toutefois qu'un facteur périodique lié au numéro atomique de la particule affecte  $S_e(E_1)$ , la dépendance de  $S_e(E_1)$  par rapport à l'énergie correspondant assez bien à celle obtenue par LINDHARD).

#### 8 - PRECISION -

L'erreur sur l'échelle d'énergie des spectres expérimentaux est  $\sim 3$  keV, l'erreur sur l'énergie des neutrons est estimée à  $\sim 20$  keV ce qui entraîne pour l'énergie maximum des primaires une erreur de l'ordre de 3 keV. Nous estimons donc approximativement les barres d'erreur à  $\pm 6$  keV.

Les points expérimentaux portés sur la figure 14 pour les énergies maximum des primaires sont décalés par rapport à la courbe d'une quantité égale à la translation qui permet d'amener le spectre théorique correspondant à une meilleure coïncidence avec la courbe expérimentale.

## CHAPITRE II

### CALCUL DE LA FONCTION DE RÉPONSE DU DÉTECTEUR

#### 1 - ENERGIE CEDEE AU RESEAU ET ATOMES DEPLACES -

L'accord satisfaisant entre les résultats théoriques de LINDHARD et les mesures de l'énergie cédée au réseau montre que le processus en gerbe s'applique au silicium. On peut donc atteindre la fonction de réponse du détecteur en calculant le nombre d'atomes déplacés lors d'un processus en gerbe.

Avec certaines hypothèses, KINCHIN et PEASE [30] et SEITZ et KOEHLER [31] ont montré que le nombre d'atomes déplacés était sensiblement proportionnel à l'énergie cédée au réseau<sup>(1)</sup>. Nous faisons cette hypothèse pour le calcul de la fonction de réponse.

En réalité, si la proportionnalité est assez rigoureuse dans le cas où les chocs atomiques répondent au modèle des "boules de billard", elle est sans doute moins justifiée avec les sections efficaces différentielles de LINDHARD, qui sont plus conformes à la réalité. En effet, soit  $S(E_1, T)dT$  le nombre de transferts d'énergie (à des atomes) compris entre  $T$  et  $T + dT$  au cours d'une gerbe créée par un primaire d'énergie  $E_1$  (on compte tous les transferts, y compris ceux dus aux secondaires, tertiaires, etc. jusqu'à ce que tous les atomes déplacés soient parvenus à l'énergie thermique). Si on suppose que la probabilité de déplacement est caractérisée par un seuil  $E_0$ , à tout transfert  $T > E_0$  correspond un déplacement, tandis que presque toute l'énergie cédée au réseau est due aux transferts  $T < E_0$  (l'énergie accumulée sous forme de dommages est négligeable comme on l'a vu dans la 1ère partie, chapitre II).

Le nombre d'atomes déplacés est donc :

$$\int_{E_0}^{E_1} S(E_1, T) dT \quad (46)$$

et l'énergie cédée au réseau est :

$$\int_0^{E_0} S(E_1, T) T dT \quad (47)$$

Si les transferts de faible énergie sont favorisés, comme c'est le cas avec les sections efficaces différentielles de LINDHARD, ces expressions montrent que le nombre de déplacements est plus faible et l'énergie cédée au réseau plus grande que si les chocs sont isotropes.

Le calcul de la fonction de réponse à partir de l'énergie cédée au réseau surestime donc la réponse aux énergies élevées où les petits transferts sont le plus favorisés. Néanmoins, ce défaut est tempéré

1) par l'anisotropie des chocs de neutrons, qui diminue le poids des primaires les plus énergiques,

2) par la grande incidence de la section efficace élastique du silicium sur la fonction de réponse.

On peut donc, malgré tout, s'attendre à des résultats assez corrects.

(1) Sauf au voisinage immédiat du seuil de déplacement, qui correspond à des énergies de neutrons de l'ordre de 200 eV.

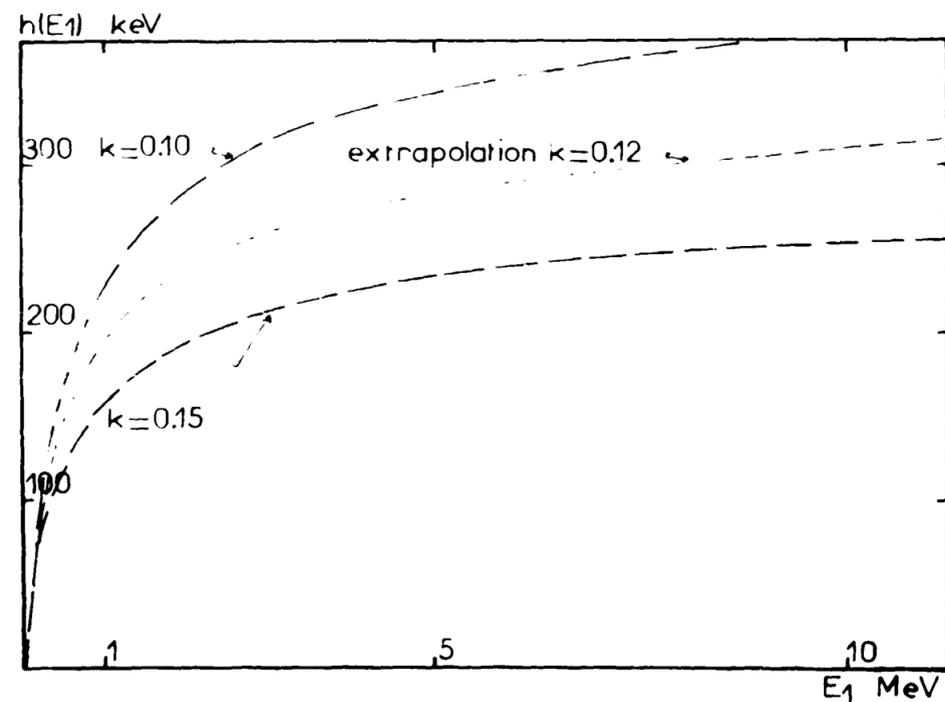


Figure 19 - La courbe médiane est la courbe expérimentale de la figure 14 donnant l'énergie cédée au réseau en fonction de l'énergie des primaires, extrapolée par la méthode de LINDHARD avec  $k = 0.12^{(1)}$ ; les 2 autres courbes sont obtenues à partir des résultats de LINDHARD ( $k = 0.10$ ,  $k = 0.15$ ) [6].

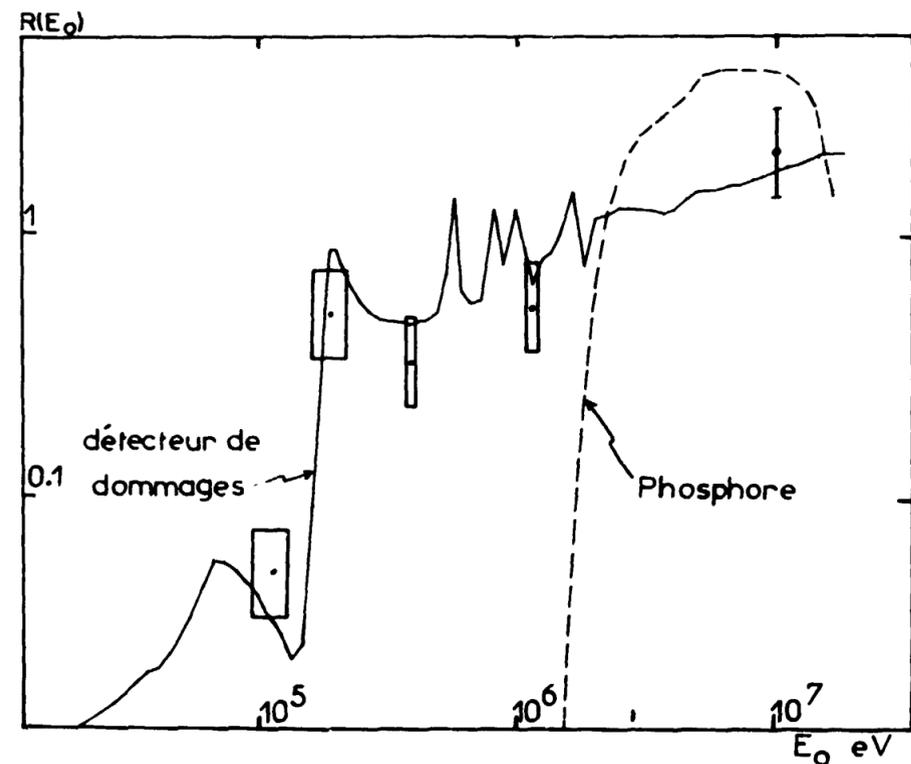


Figure 20 - Fonction de réponse du détecteur de dommages obtenue par le calcul et points expérimentaux. En trait interrompu, réponse du détecteur phosphore (réaction n,p). Ces deux courbes sont normalisées sur un spectre de fission.

## 2 - CALCUL DE LA FONCTION DE REPONSE -

Nous supposons que le nombre d'atomes déplacés est proportionnel à la valeur mesurée de  $h(E_1)$ , qui est l'énergie totale cédée au réseau par un primaire d'énergie  $E_1$  (chapitre I). Aux énergies plus grandes que 425 keV, nous avons extrapolé la courbe expérimentale par la méthode donnée par LINDHARD [6], qui utilise le fait que pour les énergies de primaires élevées, la section efficace différentielle pour les transferts atomiques tend vers la section efficace de RUTHERFORD. L'extrapolation, calculée avec  $k = 0.12$  est représentée en pointillé sur la figure 19.

Le calcul est fait comme il est indiqué dans la 1ère partie chapitre III, paragraphe 1. La probabilité  $P(E_0, u)$  qui caractérise l'anisotropie des chocs de neutrons est définie par les coefficients du développement en polynômes de LEGENDRE. Le calcul est fait sur ordinateur au moyen du programme ARTHUR [15]. Les coefficients du développement et les valeurs des sections efficaces élastiques et inélastiques sont tirés de la bibliothèque GENDA [16].

La fonction de réponse obtenue est représentée sur la figure 20. Nous avons également représenté sur la figure (en pointillé) la réponse d'un détecteur à seuil classique (phosphore, réaction (n, p) [32]) pour montrer l'intérêt du détecteur de dommages, qui descend environ une décade plus bas en énergie.

## MESURE DE LA FONCTION DE RÉPONSE DU DÉTECTEUR

## 1 - PRINCIPE D'UTILISATION DU DÉTECTEUR DE DOMMAGES -

Les détecteurs sont des jonctions P.I.N. en silicium<sup>(1)</sup> qui se présentent sous la forme de pastilles de 25/100 de mm d'épaisseur et de 5 mm de diamètre (figure 21). L'inverse de la durée de vie des porteurs minoritaires ( $\frac{1}{\tau}$ ) varie linéairement avec le flux intégré. Le détecteur est donc régi par l'équation

$$\Phi_f = A_f \Delta \frac{1}{\tau} \quad (48)$$

où  $\Phi_f$  est le flux de fission équivalent reçu par la diode et  $A_f$  un coefficient caractéristique du détecteur. Comme  $A_f$  varie d'une diode à l'autre (écart statistique  $\approx 20\%$ ), le coefficient  $A_f$  est déterminé expérimentalement pour chaque détecteur par irradiation dans le canal 7 ou le canal 3 de ZOE (cette manipulation très simple permet d'étalonner 60 diodes à la fois). Le flux des canaux 7 et 3 est recalé au moyen d'un détecteur d'or sous cadmium. Le rapport du flux de fission équivalent au flux or dans ces canaux a été déterminé expérimentalement une fois pour toutes en utilisant des diodes étalonnées directement dans le convertisseur NAIADÉ I (figure 22). Le spectre du convertisseur a été calculé par une méthode de Monte Carlo (programme SIDEF [33]) et le flux a été mesuré au moyen d'un détecteur de phosphore.

Le flux de fission équivalent a été calculé à partir du spectre de NAIADÉ, de la réponse du détecteur de phosphore [32], de la réponse du détecteur de dommages calculée au chapitre II. (Il faut noter que le spectre du convertisseur étant voisin d'un spectre de fission, une connaissance même approximative de la fonction de réponse serait suffisante pour calculer ce terme correctif). Les détecteurs de phosphore sont recalés par rapport à l'empilement étalon de flux thermique de FONTENAY-aux-ROSES [32]. Le flux de cette référence est de  $\Phi = N_0^{Cd} V_0 = 6495$  neutrons/cm<sup>2</sup>/s, valeur admise au 19.4.1966. ( $N_0^{Cd}$  est la densité de neutrons entre l'énergie zéro et l'énergie de coupure d'un boîtier de cadmium de 1 mm d'épaisseur,  $V_0 = 2200$  m/s).

$\tau$  est proportionnel au temps de retournement  $T_R$  de la diode [17]. Le temps de retournement est le temps nécessaire pour vider les porteurs injectés dans la diode par le passage d'un courant direct  $I_D$  lorsqu'on inverse brusquement le sens du courant en appliquant un courant inverse  $I_1$  :

$$T_R = \tau \text{Log} \frac{I_D + I_1}{I_1}, \quad [17] \quad (49)$$

Nous disposons d'un ensemble électronique [34] réalisé pour mesurer le temps de retournement (figure 23). Les diagrammes des tensions au cours de la mesure et le synoptique de l'appareil sont représentés sur les figures 24 et 25. Dans la pratique, le courant inverse est appliqué en permanence à la diode et l'inversion se fait simplement en coupant le courant direct au moyen d'un relais à mercure.

## 2 - PRINCIPE DE LA MESURE DE LA REPONSE DU DETECTEUR -

Le détecteur est régi par les équations :

(1) SILEC DE1206.



Figure 21 - Junctions NIP en silicium utilisées comme détecteurs.

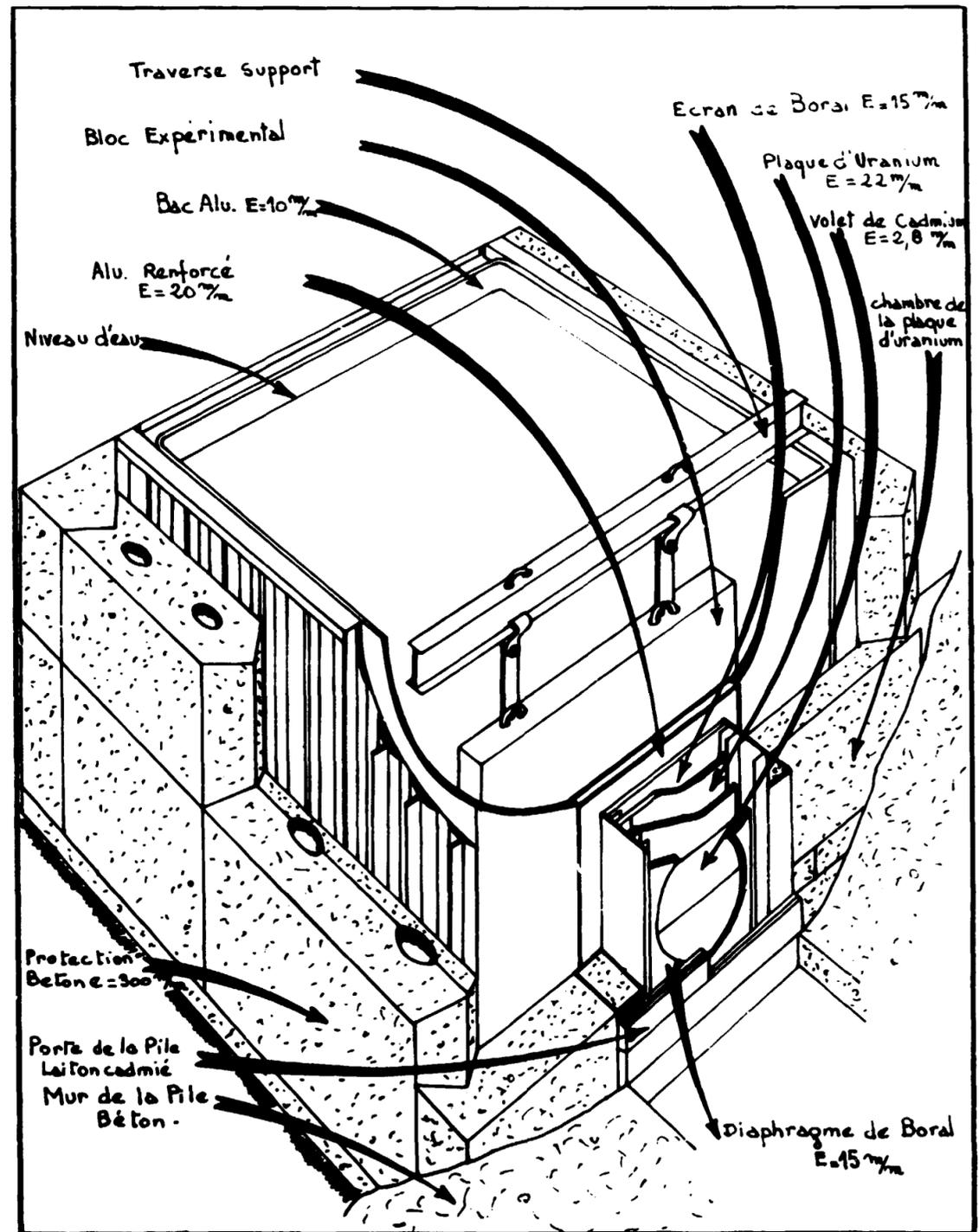


Figure 22 - "NAIADE" Perspective écorchée.

Figure 23 - Baie pour la mesure du temps de retournement.

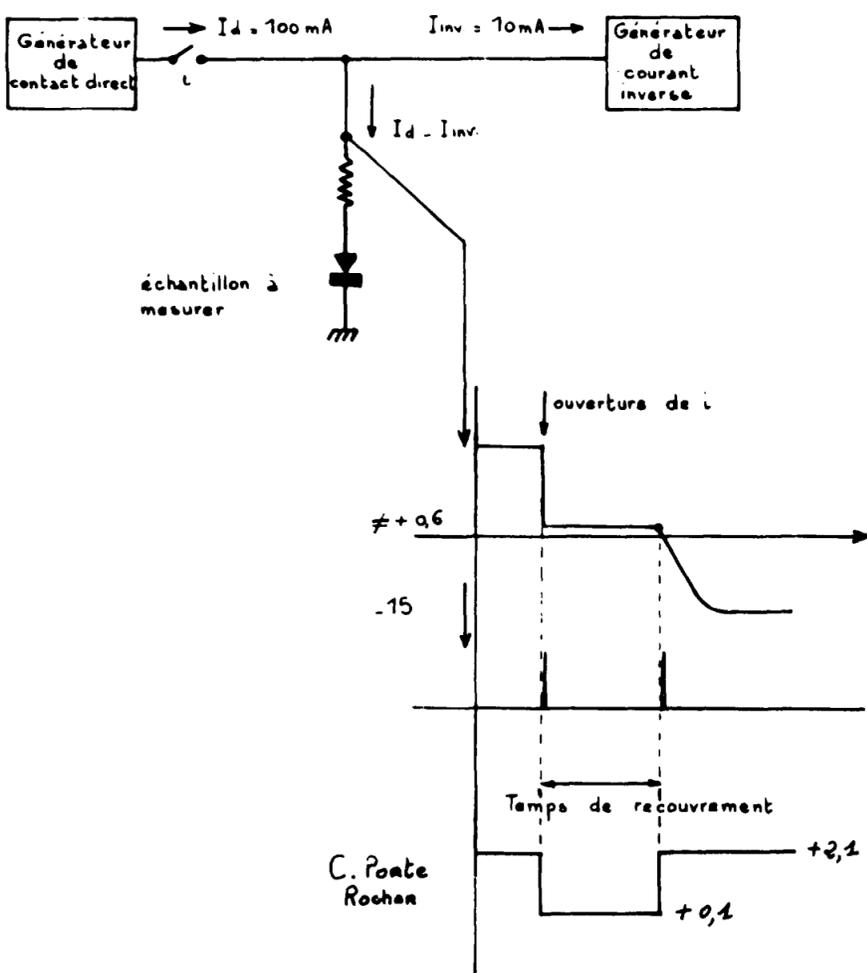
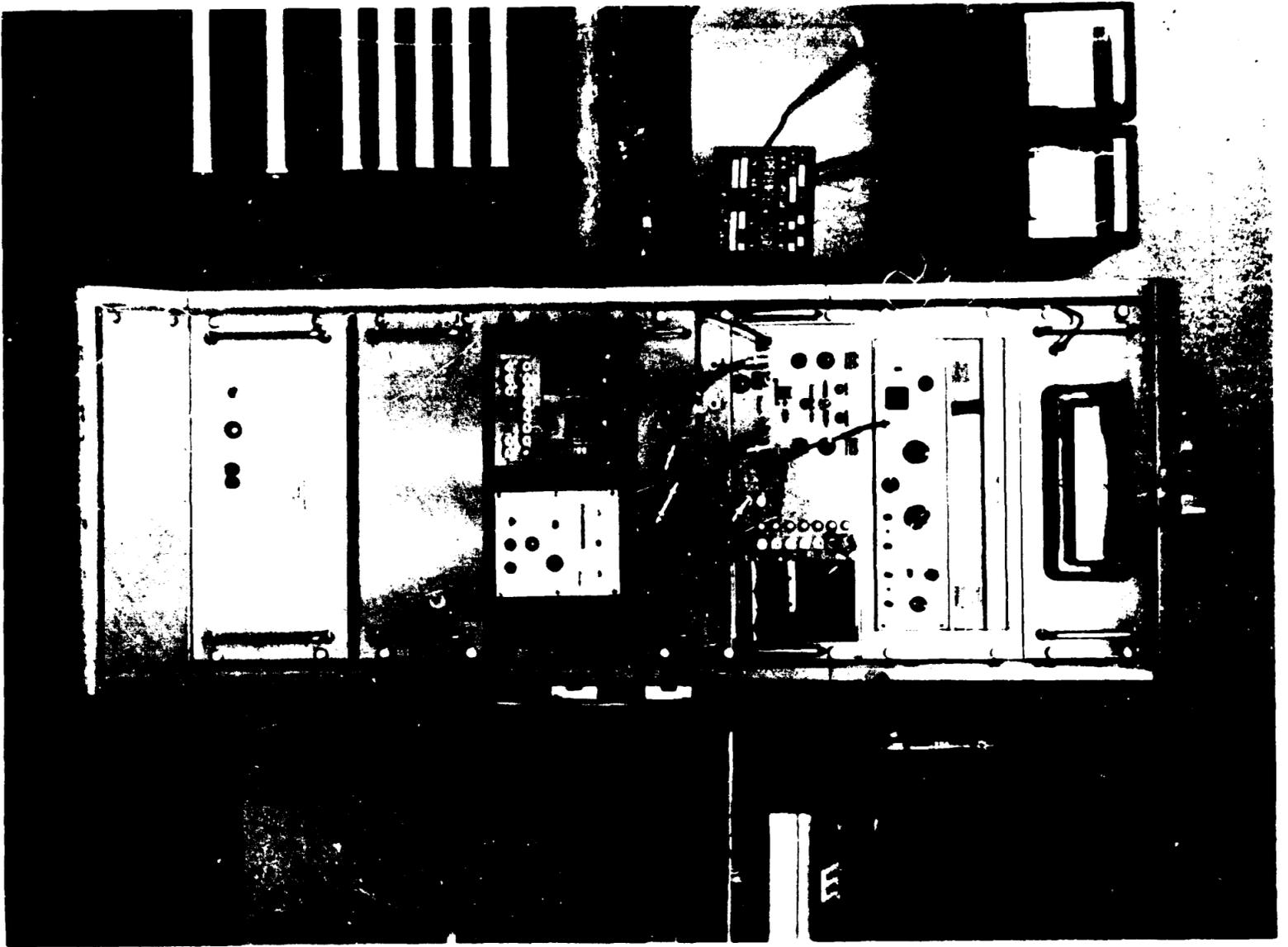


Figure 24 - Principe de la mesure du temps de retournement.

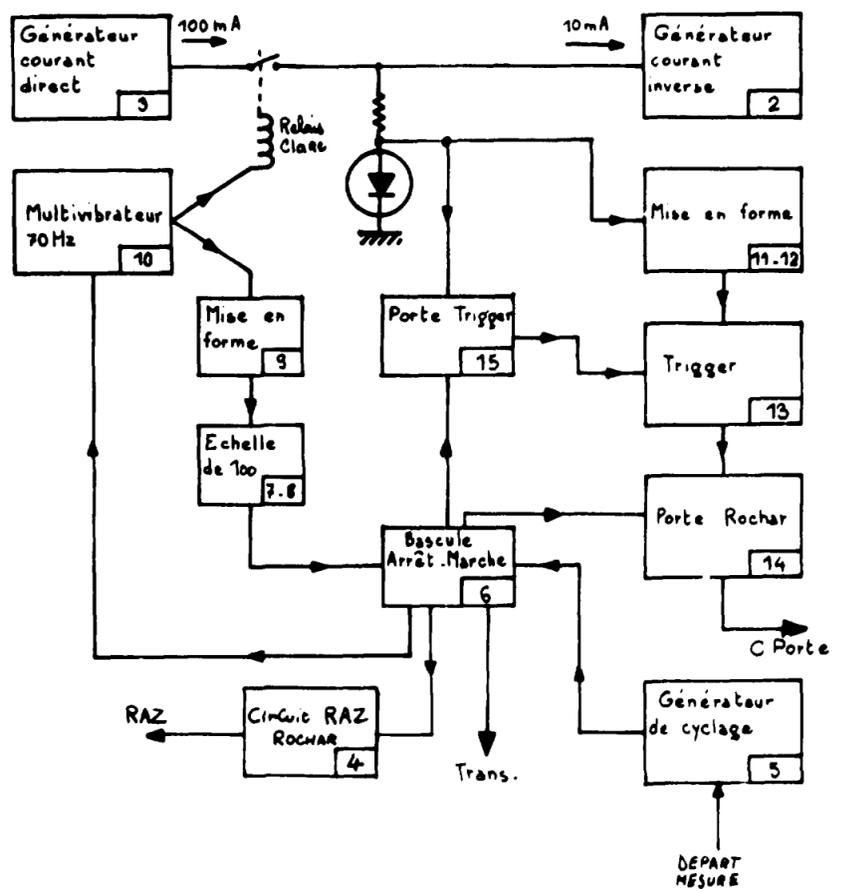


Figure 25 - Organigramme du dispositif de mesure du temps de retournement, comprenant un système de sommation de 100 mesures.

$$\Phi_r = A_r \Delta \frac{1}{\tau} \quad (50)$$

$$\Phi_r = \int_{E_0, t} \varphi(E_0, t) R(E_0) dE_0 dt \quad (51)$$

où  $\varphi(E_0, t)$  est le flux de neutrons par unité de temps et d'énergie.

La formule (50) peut être considérée comme la fonction de dose relative à la durée de vie des porteurs minoritaires et (51) relie le flux de fission équivalent au flux et au spectre réels.

Pour des neutrons monokinétiques d'énergie  $E_0$ , la fonction de réponse est donc :

$$R(E_0) = \frac{\Phi_r}{\Phi(E_0)} \quad (52)$$

où  $\Phi_r$  est le flux de fission équivalent mesuré avec le détecteur et  $\Phi(E_0)$  le flux réellement reçu par la diode. On mesure donc  $R(E_0)$  en appliquant la formule (52) et le résultat est automatiquement normalisé sur un spectre de fission si les dosimétries sont cohérentes.

### 3 - DETERMINATION DE L'ENERGIE DES NEUTRONS ET DOSIMETRIE -

#### Géométrie

Les expériences sont réalisées au VAN de GRAAF de CADARACHE (Section de Mesures Neutroniques Fondamentales), réaction  $(p, Li)$ .

Dans chaque expérience un empilement de 10 diodes est irradié. Le positionnement est assuré par un porte diodes vissé sur le porte-cible venant en butée sur la partie extérieure de la cible (figure 26), ce qui détermine la distance source-échantillons avec une bonne précision, liée à l'incertitude sur l'épaisseur du support en tantale de la cible de lithium, aux tolérances d'usinage du porte-diodes et à la courbure de la cible sous l'effet de la pression de l'air extérieur. La géométrie est représentée sur la figure 27.

A chaque irradiation une cible neuve est utilisée et la position de l'impact du faisceau est mesurée après l'irradiation. La géométrie est donc parfaitement connue et nous prenons comme spectre moyen des neutrons dans l'empilement le spectre calculé au centre de l'empilement sur la surface d'une diode.

#### Energie des protons et des neutrons

L'énergie des protons incidents est déterminée par l'intermédiaire du champ magnétique qui dévie le faisceau, le champ étant mesuré par résonance magnétique nucléaire (la fréquence associée au seuil de la réaction est recalée avant chaque expérience). L'épaisseur de la cible a été déduite de la courbe donnant le taux de comptage d'un compteur à BF<sub>3</sub>, en fonction de l'énergie des protons au voisinage du seuil de la réaction [35]. Le seuil de la réaction est à 1,8811 MeV [36].

L'énergie des neutrons émergent en faisant un angle  $\psi$  avec l'axe du faisceau est :

$$E_0 = \frac{M_p M_n}{(M_{Li} + M_n)^2} E_p \left[ \cos \psi + \left( \frac{E_p - E_n}{E_p} \frac{M_{Be} \cdot M_{Li}}{M_p \cdot M_n} - \sin^2 \psi \right)^{\frac{1}{2}} \right]^2 \quad (53)$$

où  $E_0$  = énergie du neutron

$E_p$  = énergie du proton

$M_{Li}$  = masse du noyau de Li<sup>7</sup>

$M_{Be}$  = masse du noyau de Be<sup>7</sup>

$M_n$  = masse du neutron

$M_p$  = masse du proton

#### Calcul des spectres de neutrons

##### 1) Irradiation à 385 keV.

Le faisceau est centré. La diode est divisée en 3 zones concentriques limitées par des cercles

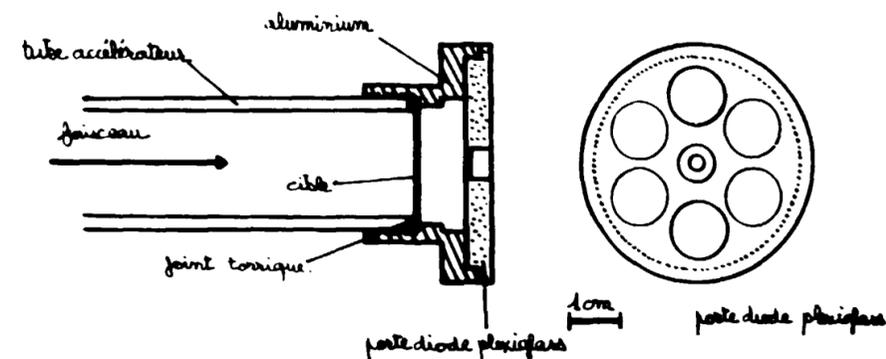


Figure 26 - Dispositif utilisé pour irradier les détecteurs de dommages au VAN de GRAAFF de CADARACHE.

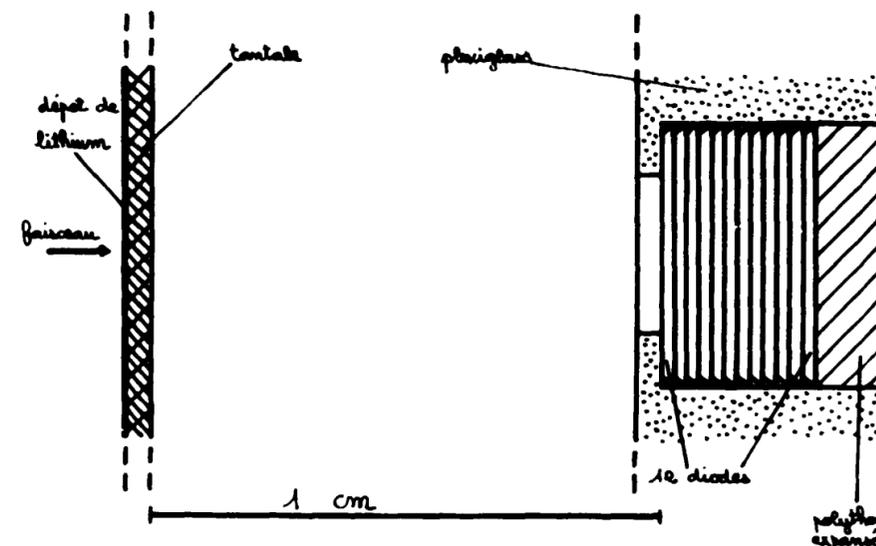


Figure 27 - Détail de la géométrie des irradiations de détecteurs de dommages.

de rayons  $R, \frac{2R}{3}, \frac{R}{3}$ . (figure 28a). Pour chaque zone le spectre est calculé sur le rayon moyen en tenant compte de l'épaisseur de la cible, sauf pour la zone centrale, pour laquelle le spectre est calculé au centre. Les spectres obtenus sont pondérés par l'angle solide défini par le point d'impact du faisceau et la zone considérée et additionnés.

##### 2) Autres irradiations.

Le faisceau est excentré (voir tableau II). Pour simplifier les calculs l'excentrement est pris dans tous les cas égal au rayon des diodes, soit 2,5 mm. La diode est divisée en 4 zones (figure 28b) et le spectre calculé comme précédemment.

Les spectres obtenus sont représentés sur les figures 29, 30, 31, 32.

#### Dosimétrie

La dosimétrie est faite au moyen d'un photomultiplicateur à verre de lithium mis à notre disposition par la S.M.N.F. Cet appareil est placé dans l'axe de la cible à environ 1,50 m. et attaque un ensemble de comptage. Il sert à étalonner, avant chaque irradiation, une chambre

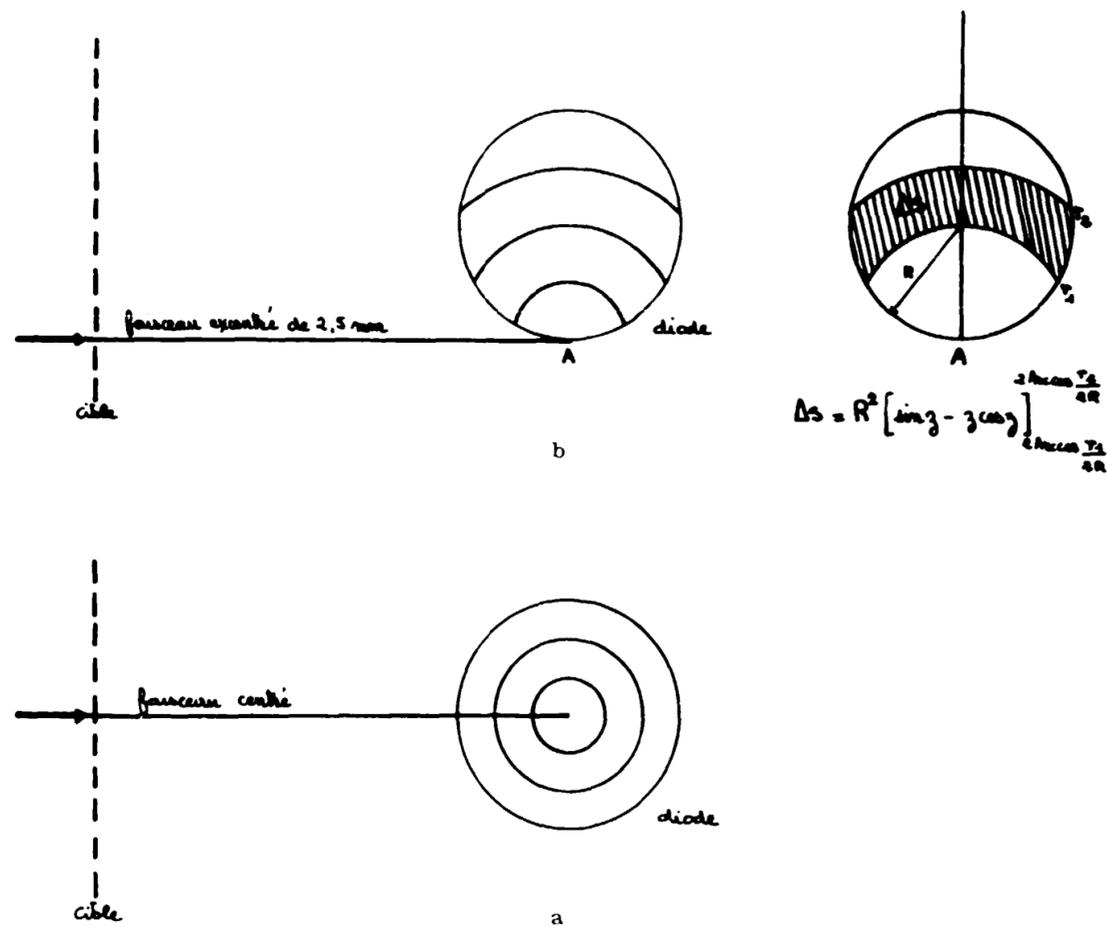


Figure 28 a) - b) - Géométries utilisées pour le calcul des spectres de neutrons.

d'ionisation fixe (BF 3) qui sert de moniteur. Une règle de trois sur la distance du photomultiplicateur à la cible permet d'avoir le flux à la distance désirée, l'atténuation étant en  $\frac{1}{r^2}$ .

Les sections efficaces de la réaction (n, α) sur le lithium utilisées dans la mesure du flux sont :

Tableau I

Energie des neutrons (dans l'axe)	$\sigma_{(n, \alpha)}$ barn	Incertitude admise	Référence
140 keV	0.685	5 %	[37]
200 keV	1.41	5 %	[37]
396 keV	0.650	5 %	[37]
1 200 keV	0.24		

Caractéristiques des irradiations

Elles sont résumées dans les spectres 29, 30, 31, 32 et dans le tableau II.

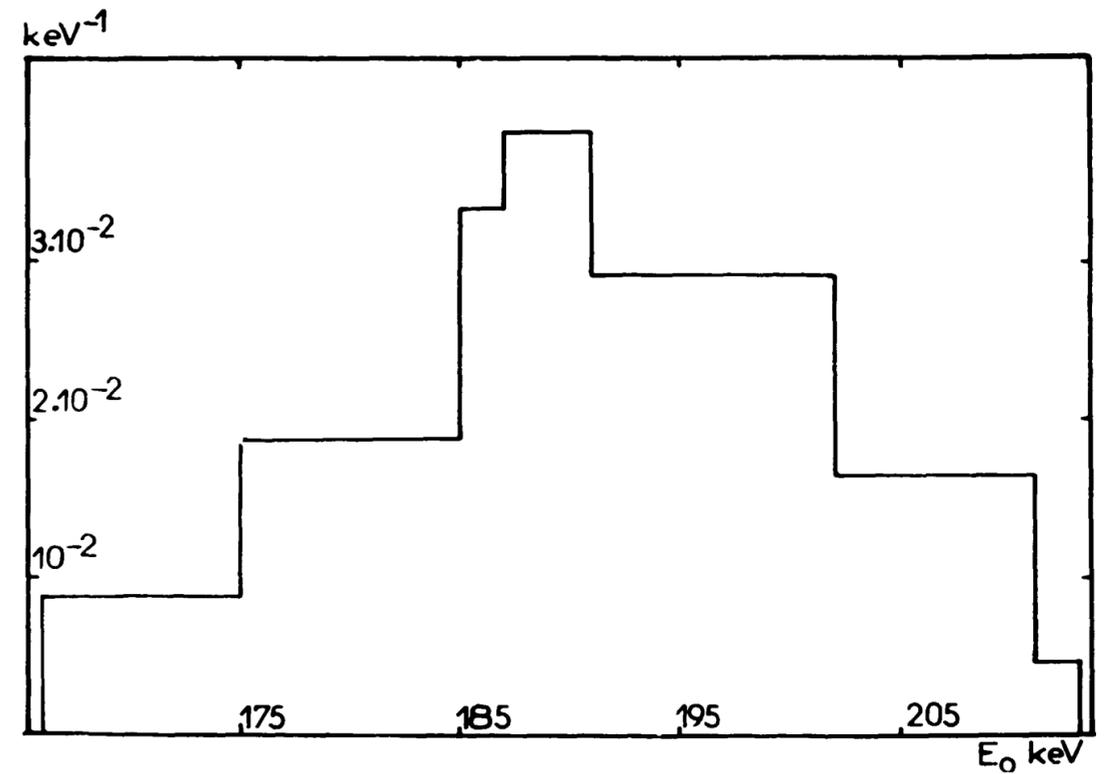


Figure 29 - Spectre des neutrons (énergie moyenne 115 keV).

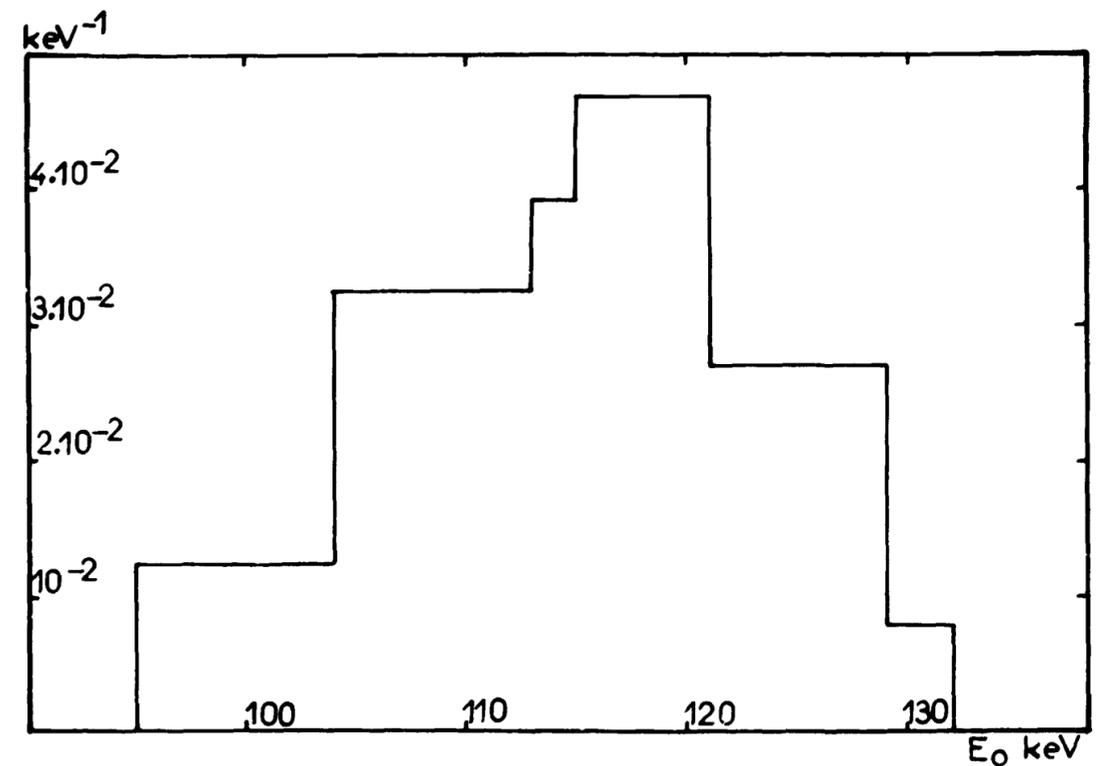


Figure 30 - Spectre des neutrons (énergie moyenne 190 keV).

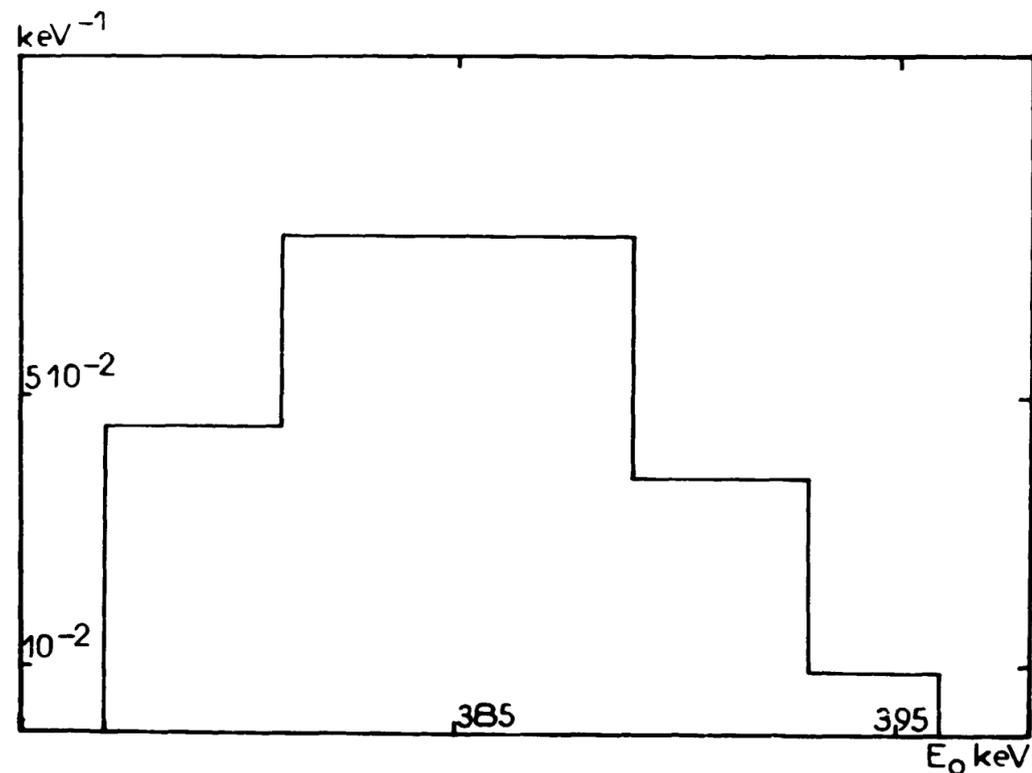


Figure 31 - Spectre des neutrons (énergie moyenne 385 keV).

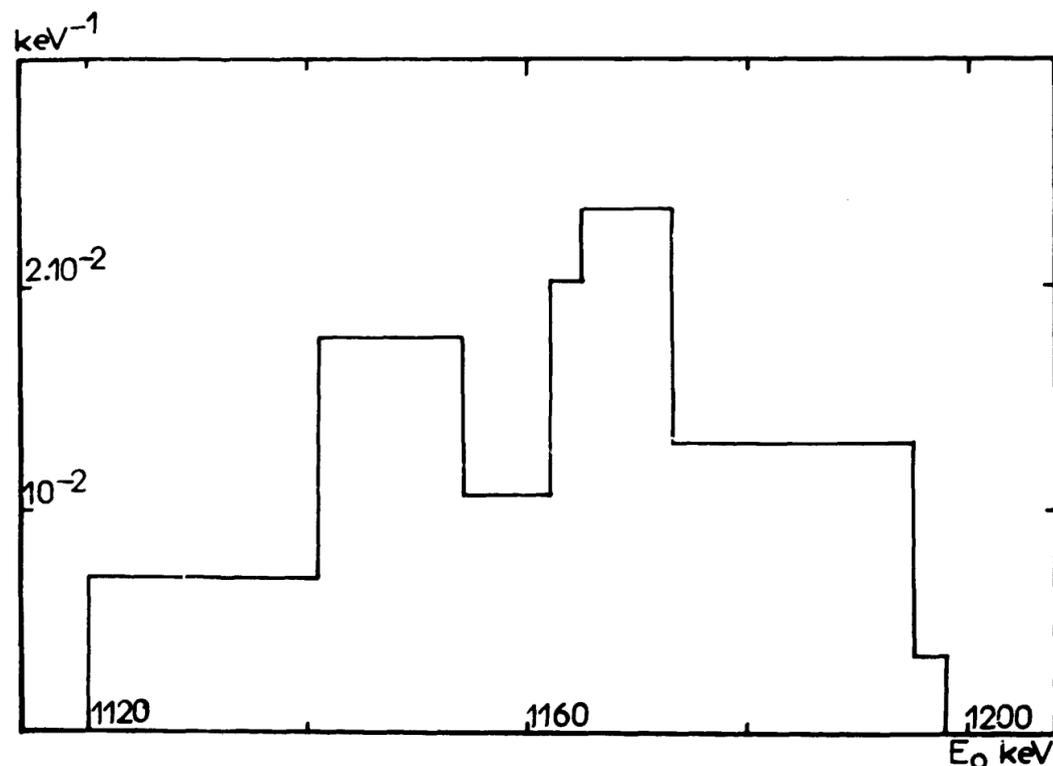


Figure 32 - Spectre des neutrons (énergie moyenne 1160 keV).

Tableau II

$\bar{E}_0$ (keV) énergie moyenne des neutrons	$E_p$ (MeV) énergie des protons	$\Delta E_p$ (keV) épaisseur cible	b(mm) excentrement faisceau	énergies extrêmes des neu- trons (keV)	flux intégré à 1 cm de la cible (neu- trons/cm <sup>2</sup> )
115	1.9282	11	2.5	95/131	$(1.35 \pm 0.12)10^{12}$
190	1.9881	21	2	166/213	$(2.36 \pm 0.21)10^{11}$
385	2.1409	10	0	377/396	$(1.68 \pm 0.15)10^{11}$
1160	2.8984	32	2	1120/1198	$1.82 \cdot 10^{11}$

4 - RESULTATS -

Pour chaque irradiation et chaque diode, nous avons déterminé :

- la valeur de  $\frac{1}{r^2}$  (en tenant compte de l'excentrement du faisceau)
- la valeur de  $\Phi(F_0)$  (flux reçu par la diode, mesuré)
- la valeur de  $\Phi_f$  (flux de fission équivalent, mesuré)
- la valeur de  $R(E_0) = \frac{\Phi_f}{\Phi(E_0)}$

et nous avons calculé la moyenne  $\bar{R}(E_0)_{\text{mesuré}}$  sur les résultats obtenus avec les 10 diodes pour chaque irradiation.

Nous avons par ailleurs déterminé, à partir de  $R(E_0)$  calculée au chapitre II et des spectres, les valeurs moyennes  $\bar{R}(E_0)_{\text{calculé}}$  correspondantes.

Nous donnons également les résultats d'une mesure à 14,7 MeV réalisée à l'accélérateur SAMES de FONTENAY-aux-ROSES par d'autres expérimentateurs [38]. La dosimétrie a été faite par comptage de l' $\alpha$  associé au neutron dans la réaction (D, T).

L'erreur sur la mesure des flux est estimée par la S.M.N.F. à 11 % en admettant les valeurs des sections efficaces du lithium et les barres d'erreur indiquées au tableau I. L'erreur de positionnement est de l'ordre de 2/10 de mm, ce qui a une incidence de l'ordre de 5 % sur le flux. L'erreur sur la mesure  $\Phi_f$  est de 20 %, d'où une erreur totale d'environ 35 %.

Les résultats sont résumés dans le tableau III et portés sur la figure 20.

Tableau III

$E_0$	115 keV	190 keV	385 keV	1160 keV	14,7 MeV
$\bar{R}(E_0)_{\text{calculé}}$	0.029	0.74	0.48	0.67	2
$\bar{R}(E_0)_{\text{mesuré}}$	0.057	0.56	0.36	0.57	2.33
$\frac{\text{calcul}}{\text{mesure}}$	0.5	1.3	1.3	1.2	0.86

5 - COMPARAISON ENTRE LE CALCUL ET L'EXPERIENCE -

On voit que compte tenu des barres d'erreur, les résultats expérimentaux sont cohérents avec le calcul (figure 20). Il est probable qu'une partie des écarts sont dus à une légère incohérence des dosimétries (étalonnage du canal 7 de ZOE, notamment), comme semble le suggérer le fait que les points expérimentaux à 190, 385 et 1160 keV se trouvent tous en-dessous de la courbe normalisée, mais en respectent la forme. Cette remarque est spécialement valable pour le point à 1160 keV, le plus voisin de l'énergie moyenne du spectre de fission.

En ce qui concerne le point à 14,7 MeV, on peut remarquer que la dosimétrie a été faite d'une manière différente (particule associée) et que les sections efficaces qui entrent dans le calcul de la fonction de réponse sont moins bien connues qu'aux énergies plus faibles.

Seul le point à 115 keV semble être trop au-dessus de la courbe calculée. Ce fait peut tenir à trois causes :

a) une sous-estimation de l'anisotropie des chocs de neutrons aux énergies de l'ordre de 1 MeV majore la courbe calculée dans cette région. Par le jeu de la normalisation, la partie correspondant aux faibles énergies est donc sous-estimée. Cette remarque est en accord avec les conclusions tirées au chapitre I, paragraphe 7.

b) une erreur sur l'énergie des neutrons peut expliquer partiellement l'écart observé. Une légère surestimation n'est pas impossible vu la faible différence entre l'énergie des protons et le seuil de la réaction, qui rend plus critique la détermination de l'énergie des neutrons.

c) enfin, nous avons utilisé, pour le calcul de la fonction de réponse, l'énergie cédée au réseau au lieu du nombre d'atomes déplacés. Comme il ressort de l'analyse faite au chapitre II (paragraphe 1), le fait que les faibles transferts d'énergie d'un primaire aux atomes soient plus probables que les grands transferts amène, avec ce mode de calcul, à sous-estimer la réponse aux faibles énergies.

Cette dernière raison explique certainement en grande partie la divergence observée à 115 keV. Il est très probable que la première y entre également pour une part.

On peut donc considérer que l'ensemble des mesures confirme bien la validité de la courbe calculée, celle-ci étant toutefois légèrement sous-estimée aux énergies basses ( $< 200$  keV).

En outre, ces résultats confirment la possibilité d'estimer une fonction de réponse en faisant abstraction des effets secondaires, comme nous l'avons indiqué dans la 1ère partie. Cet exemple est d'autant plus satisfaisant que la complexité réelle des effets secondaires et la grande diversité des défauts créés dans le silicium sont maintenant bien apparentes (voir par exemple [25], [4]).

Incidentement, on peut encore conclure de cette étude que la durée de vie des porteurs minoritaires dans les jonctions utilisées est influencée essentiellement par des défauts issus de processus en gerbe et que les effets physico-chimiques qui pourraient être issus de la création d'hydrogène et d'hélium par les réactions  $(n, p)$  et  $(n, \alpha)$  à haute énergie ne sont pas prépondérants.

## CONCLUSION GÉNÉRALE

La différence entre la fonction de réponse d'un détecteur à seuil classique et celle des détecteurs de dommages montre l'intérêt de la mise en oeuvre de ces derniers ; les détecteurs de dommages permettent, en effet, une meilleure vérification des calculs des flux de neutrons en ralentissement dans la partie basse du spectre et, à ce titre, une connaissance plus précise des flux de neutrons responsables des dommages dans les protections de réacteurs.

La comparaison de la fonction de réponse pour les déplacements d'atomes dans le silicium obtenue par le calcul avec la fonction de réponse du détecteur de dommages obtenue expérimentalement montre qu'on dispose pratiquement des éléments nécessaires pour calculer des fonctions de réponse dans d'autres matériaux. On peut noter, toutefois, qu'une étude théorique du rapport entre le nombre d'atomes déplacés et l'énergie cédée au réseau permettrait de préciser le calcul des fonctions de réponse pour les processus en gerbe, notamment aux faibles énergies de neutrons.

Le calcul d'AMAYEV et autres - qui conduit à des relations complètes entre le flux, le spectre et un paramètre macroscopique dans un cas concret - est en accord avec l'étude expérimentale des mêmes auteurs. Tel que nous l'avons repris dans l'optique de notre analyse préliminaire, il conduit à des résultats qui prennent très naturellement la forme générale indiquée au début de cette étude.

Les applications faites à propos du détecteur de dommages en silicium et de l'acier laissent penser qu'il n'est pas vain d'espérer aboutir dans l'avenir, par la détermination des fonctions de dose et de réponse, à des prévisions assez précises des dommages créés dans certaines structures de réacteurs. En particulier, les progrès qui ont marqué, ces dernières années, l'étude des variations dimensionnelles du graphite irradié devraient permettre d'estimer les fonctions correspondantes dans certains cas.

J'aimerais remercier ici tous ceux qui m'ont dirigé au cours de cette étude et m'ont permis de la réaliser, et particulièrement :

Monsieur le Professeur P. BARUCH, pour l'intérêt qu'il a bien voulu porter à ce travail et les conseils dont il a bien voulu me faire bénéficier.

Monsieur le Professeur J. BOK, qui a bien voulu s'intéresser à ce travail et accepter de faire partie du Jury.

Monsieur J. HOROWITZ, Directeur des Piles Atomiques, qui m'a accueilli au Commissariat à l'Energie Atomique.

Monsieur J. BOURGEOIS, Chef du Département des Etudes de Piles, qui m'a permis de réaliser ce travail dans les meilleures conditions.

Monsieur P. LAFORE, Chef du Service d'Etudes de Protections de Piles, qui a bien voulu me confier ce travail, pour sa bienveillante compréhension.

Monsieur J. RASTOIN, Adjoint au Chef du Service d'Etudes de Protections de Piles, qui m'a depuis longtemps encouragé et orienté dans mon travail.

J'aimerais remercier également mes collègues du Service d'Etudes de Protections de Piles, en particulier :

Monsieur B. de COSNAC, avec qui j'ai eu en permanence de fructueuses discussions.

Monsieur G. MANENT, qui m'a aidé pour les questions de dosimétrie.

Monsieur J.P. NOEL, grâce à la collaboration et à l'habileté de qui les expériences ont pu être menées à bien.

Monsieur J.C. LE RALLE, pour sa collaboration efficace aussi bien pour les calculs et les expériences qui figurent dans cette étude que pour la mise au point du détecteur de dommages, réalisée parallèlement.

Messieurs J. CHARY et J. ROUZIER, qui ont conduit l'accélérateur SAMES de Fontenay-aux-Roses.

Ce travail a été possible grâce à l'obligeance de Monsieur R. JOLY, Chef de la Section de Mesures Neutroniques Fondamentales, qui m'a permis de faire une série d'expériences au Van de Graaff de Cadarache, où j'ai été accueilli par Monsieur J.L. LEROY et son équipe et tout particulièrement par :

Monsieur J.C. BLUET, qui m'a apporté une aide efficace de tous les instants, ainsi que par Messieurs I. SZABO et C. LE RIGOLEUR, qui m'ont aidé pour la dosimétrie, et Monsieur A. LEQUEUX, qui a conduit le Van de Graaff.

Enfin, j'ai apprécié l'aide diligente du secrétariat du Service d'Etudes de Protections de Piles, notamment celle de Mesdames J. BERGONZI et J. HOFF.

## BIBLIOGRAPHIE

- [1] SATTLER - Ionization produced by energetic silicon atoms within a silicon lattice. Physical Review - Volume 138, n° 6 A, 14 Juin 1965.
- [2] HARRIES, BAGLEY, BELL, GIBSON, GILLIES, PFEIL, WRIGHT - 3ème Conférence sur les applications pacifiques de l'Energie Atomique, GENEVE 1964 - A/Conf. 28/P/162 U.K May 1964.
- [3] LE COROLLER - Etude des détecteurs épais au silicium compensés nucléairement - Rapport CEA R 2722.
- [4] FAN - Radiation damage in semiconductors - 7ème Congrès International de Physique des semi-conducteurs. 3 Radiation damage in semiconductors - PARIS-ROYAUMONT, 1964, (Dunod).
- [5] AMAYEV, PLATONOV, PRAVDYUK - 3ème conférence sur les applications pacifiques de l'Energie Atomique, GENEVE 1964 - A/Conf. 28/P/338, USSR, May 1964.
- [6] LINDHARD, NIELSEN, SCHARFF, THOMSEN - Integral equations governing radiation effects - Mat. fys. Medd. Danske Vindens. Selsk. 33 n° 10 (1963).
- [7] GEORGE, GUNNERSEN - Measurement of anisotropy of displacement energy in silicon - 7ème Congrès International de Physique des semi-conducteurs - 3 Radiation damage in semiconductors - PARIS-ROYAUMONT, 1964, (Dunod).
- [8] ERGINSOY - Dynamics of atomic displacement processes - International summer school on solid state physics, Moir, Belgium, 1963. B N L 7094.
- [9] VAVILOV - Effects of radiation on semiconductors - (Consultants Bureau, New-York, 1965).
- [10] BRINKMAN - Journal of applied physics - Vol. 25 n° 8 Août 1954.
- [11] BRINKMAN - Production of atomic displacements by high energy particles - Am. J. Phys. 24 n° 4, 246-267 (1956).
- [12] SEEGER - Conférence de GENEVE 1958 - Volume 6, p. 250-273.
- [13] SILSBEE - J. Appl. Phys., 28, 1246-1250 (1957).
- [14] DULIEU P., RASTOIN J. - Influence de la forme du spectre des neutrons sur l'effet WIGNER dans les protections de réacteurs. Note CEA n° 522 (1965).
- [15] Programme ARTHUR - DEP/SEPP 3109, n° SCE 033/7094 - Calcul de l'efficacité WIGNER des neutrons.
- [16] UNUCOR 631 et 632 NIOBE - Vol. I et II.
- [17] LANORE J.C., SCHUTTLER R. - Mesure du temps de recombinaison des porteurs minoritaires d'un semi-conducteur en vue des applications aux mesures neutroniques liées à l'effet WIGNER - C.R. Ac. des Sciences 256, 1264 (1963).
- [18] BOK J., SCHUTTLER R. - Utilisation de dispositifs à semi-conducteurs pour la détection et la dosimétrie de particules nucléaires - l'Onde Electrique t - XL 1, p. 364-370, Avril 1961.
- [19] FABRI, GATTI, SVELTO - Energy for electron-hole pair generation in silicon by  $\alpha$  particles Physical Review - Vol. 131 n° 1, Juillet 1963.
- [20] BUSSOLATI, FIORENTINI, FABRI - Energy for electron-hole pair generation in silicon by electrons and  $\alpha$  particles - Physical Review, vol. 136, n° 6 A, p. A 1756 - A 1758.

- [21] HALBERT, BLANKENSHIP - Response of semiconductor surface - barrier counters to nitrogen ions and alpha particles. Nuclear Instruments and Methods, 8 (1960) p. 106-116 (December 1964).
- [22] FRIEDLAND, MAYER, WIGGINS - The solid state ionization chamber - IRE Transactions of Nuclear Science - Volume NS-7, June-September 1960, n° 2-3.
- [23] GORDON, KILIAN, LARSH, SIKKELAND - Silicon p-n junctions as charged particles detectors - Livermore Rad-Lab., Univ. of California, Berkeley, Rept. 9052, January 1960.
- [24] ORMROD, DUCKWORTH - Stopping cross-sections in carbon for low-energy atoms with  $Z \leq 12$  - Canadian Journal of Physics - Volume 41 (1963).
- [25] BARUCH - Effets des rayonnements sur les semiconducteurs - Le Journal de Physique - Tome 24, Juillet 1963, p. 456-464.
- [26] BOK J., NOEL J.P. - Diode à barrière de surface pour la détection de particules nucléaires Nuclear Instruments and Methods 13 (1961) 206-210.
- [27] de COSNAC B., NOEL J.P. - Principe de mesures au moyen de détecteur solides - Prémplificateur de charges - Etalonnage. Rapport interne non diffusé.
- [28] MARION - Nuclear Reactions graphs - USAEC Report (1960).
- [29] Programme CASTOR - Calcul du spectre de primaires créé par des chocs élastiques de neutrons monoénergétiques - Rapport interne non diffusé.
- [30] KINCHIN, PEASE - The displacement of atoms in solids by radiation - Rept. Progr. in Phys., 18, 1 (1955).
- [31] SEITZ, KOEHLER - Displacement of atoms during irradiation - Solid State Physics, vol. 2, Academic Press, New-York, 1956.
- [32] BRISBOIS J., LGTT M., MANENT G. - Mesure des flux de neutrons thermiques intermédiaires et rapides au moyen de détecteurs par activation - Rapport CEA R 2491.
- [33] Programme SIDEF - Propagation des neutrons en géométrie cylindrique ou sphérique - Rapport interne non diffusé.
- [34] de COSNAC B., DULIEU P., GUEZENEC J.Y., VEILLAULT J.P. - Etude et réalisation d'un ensemble automatique de mesure du temps de recouvrement des diodes silicium à jonction N.I.P. Note CEA n° 596, Mai 1966.
- [35] Fast neutron physics - Part II, p. 1012.
- [36] GIBBONS, NEWSON - The  $Li^7(p,n)Be^7$  Reaction - Fast Neutron Physics, Part I, Vol. IV, p. 133-176.
- [37] SCHWARTZ - Nuclear Phys. Vol. 63 p. 593.
- [38] CHOL D., de COSNAC B. - Propagation des neutrons de 14 MeV dans un massif de fer sphérique - Rapport interne non diffusé.
- [39] Programme BERTHE - Transformation d'un spectre par une loi de répartition normale à valeur centrale et fluctuation variables. Rapport interne non diffusé.
- [40] DEUTSCH, KOFOED-HANSEN - Gamma rays - Experimental Nuclear Physics - Vol. 3, Part. 10 (Segre Editor).
- [41] DULIEU P., RASTOIN J. - Utilisation des fonctions de réponse et des fonctions de dose pour relier les dommages créés dans les solides aux flux de neutrons. Applications et confirmations expérimentales (à paraître).

**FIN**