MESURE DE L'ÉNERGIE CÉDÉE AU RÉSEAU PAR UN PRIMAIRE DANS LE SILICIUM

Par B. DE COSNAC, P. DULIEU et J.-P. NOËL,

Centre d'Études Nucléaires de Fontenay-aux-Roses.

Résumé. — On détermine expérimentalement l'énergie cédée au réseau atomique par un ion silicium dans du silicium en utilisant une chambre d'ionisation solide en silicium, dans la masse de laquelle on crée un spectre connu d'atomes de recul par bombardement avec des neutrons monoénergétiques.

Abstract. — We determine experimentally the sharing of energy dissipation between the atomic lattice and the electrons for silicon ions in silicon, using a silicon solid state ionization chamber in which a known spectrum of recoil atoms is produced by irradiation with monoenergetic neutron beams.

1. **Introduction.** — Les expériences décrites ont pour but la détermination de l'énergie cédée au réseau atomique par un ion silicium en mouvement dans du silicium. Le résultat cherché est un intermédiaire très utile pour le calcul des dommages créés par les neutrons dans le silicium, ainsi que nous le montrons en [1]. Nous avons essayé ces manipulations en 1964 et réalisé les mesures présentées ici en 1965 et 1966. Nous utilisons, d'une part, les résultats de Bussolati et autres relatifs à l'énergie nécessaire pour créer une paire électron-trou dans le silicium, d'autre part une méthode de dépouillement originale. Nos résultats sont indépendants de ceux de Sattler [2] et apportent un élément à la confrontation entre les données expérimentales et les prévisions de Lindhard. (Lindhard a, notamment, calculé l'énergie cédée aux atomes par un ion se déplaçant dans un matériau de même numéro atomique à partir d'une section efficace de perte d'énergie par interaction avec les électrons en $E_1^{1/2}$ (E_1 = énergie de l'ion) et d'une section efficace différentielle d'interaction avec les atomes obtenue à partir du modèle de Thomas-Fermi. Une analyse détaillée des hypothèses de calcul et de leur incidence sur les résultats est également donnée par Lindhard [3].)

2. **Méthode expérimentale.** — PRINCIPE. — Un détecteur solide en silicium est bombardé par des neutrons monoénergétiques. Les primaires (atomes de recul) créés dans le détecteur se ralentissent par interaction avec les électrons et les ions du réseau cristallin ; si E_e est l'énergie transmise aux électrons, il apparaît aux bornes du détecteur solide une charge : $Q = E_e/\varepsilon_p$, où ε_p est l'énergie nécessaire pour créer une paire électron-trou.

En comparant le spectre des impulsions de charge recueilli aux bornes du détecteur au spectre des primaires connu par le calcul, on détermine la proportion dans laquelle l'énergie des primaires se répartit entre le réseau atomique et les électrons.

APPAREILLAGE. — Les détecteurs utilisés sont des diodes à barrière de surface réalisées au Service d'Études de Protections de Piles suivant la technique exposée en [4] à partir d'un silicium de résistivité $\rho = 3\,000\ \Omega \times \text{cm}$. Ces diodes ont une surface de $50\ \text{mm}^2$. Elles sont polarisées à 60 volts et la zone de charge d'espace a une profondeur de $250\ \mu\text{m}$.

Pour mesurer les impulsions de charge, un préamplificateur à faible bruit a été développé. L'élément d'entrée est constitué par deux transistors à effet de champ à canal N, en parallèle, suivis par un transistor monté base à la masse (fig. 1). La capacité Miller de contre-réaction est de $1\ \text{pF}$.

FIG. 1. — Schéma du préamplificateur de charge.

FIG. 2. — Spectre obtenu à partir d'une source d'In 114^m . On voit les raies K et $L + M$ des électrons de conversion interne du gamma de 190,3 keV.

FIG. 3. — Organigramme du dispositif expérimental.

Le bruit de ce préamplificateur dépend principalement du choix des transistors à effet de champ. Avec des transistors 2N 3823 non triés, la résolution électronique est inférieure à 3 keV à la température ambiante. L'amplificateur utilisé a une constante de temps de 1 μ s. Avec ce dispositif, nous obtenons des résolutions de 9 keV sur des spectres β pris à la température ambiante (fig. 2). La figure 3 montre le dispositif expérimental ⁽¹⁾.

⁽¹⁾ Pour les expériences décrites ici, les transistors à effet de champ ont été refroidis.

ÉTALONNAGE. — Pour étalonner la chaîne de mesure en énergie, nous avons utilisé des électrons de conversion interne. Cette méthode est valable dans la mesure où ϵ_p ne dépend ni de la particule ionisante, ni de son énergie. Une étude bibliographique semble montrer que pour les particules lourdes (protons à fragments de fission) ϵ_p est indépendante de l'énergie, pourvu que l'épaisseur de la barrière soit suffisante, et dépend très peu du type de la particule [1]. Mais les mesures de Bussolati et autres [5] ont montré une différence d'environ 5 % entre $\epsilon_p(\alpha)$ ($3,61 \pm 0,01$ eV) et $\epsilon_p(\beta)$ ($3,79 \pm 0,01$ eV). Nous avons admis que cet écart était conservé entre ϵ_p (ion Si) et $\epsilon_p(\beta)$, et nous avons fait la correction correspondante. La linéarité de l'électronique a été testée au moyen d'un générateur de précision à relais à mercure.

SPECTRES EXPÉRIMENTAUX. — Les neutrons de 2 639 et 3 257 keV ont été obtenus à partir de la réaction $D(D, n) He^3$. Les neutrons de 996 et 1 720 keV ont été obtenus à partir des réactions $p(Li^7, n) Be^7$ et $p(T, n) He^3$.

Le flux de neutrons engendre des gamma dus aux captures de neutrons et aux chocs inélastiques. Ces gamma sont partiellement détectés par la diode par l'intermédiaire des électrons Compton. Comme la section efficace différentielle pour la création d'électrons Compton, pour l'énergie des gamma considérés (~ 1 MeV), croît lorsque l'énergie des électrons diminue, on constate la présence d'un spectre parasite à allure exponentielle qui se superpose aux impulsions des primaires. Ces parasites masquent partiellement l'allure gaussienne des fronts de spectres (fig. 4), aussi

FIG. 4. — Spectre obtenu avec des neutrons de 996 keV. La droite représente le spectre parasite dû aux gamma.

FIG. 5. — Spectre expérimental obtenu avec des neutrons de 996 keV et spectre calculé à partir de la courbe $h(E_1)$ en pointillé de la figure 9.

nous les avons déduits avant dépouillement en extrapolant la queue du spectre vers les basses énergies. Par ce moyen, on élimine pratiquement tous les parasites dans la zone frontale, la seule importante au dépouillement, et partiellement pour les énergies plus basses. Les spectres ainsi obtenus sont reportés sur les figures 5 à 8.

3. Dépouillement. — Les spectres des primaires sont calculés d'après les sections efficaces élastiques différentielles [6] et en tenant compte des chocs inélastiques pour lesquels nous avons supposé le neutron sortant isotrope dans le système du centre de masse et le moment linéaire du gamma négligeable.

Nous supposons qu'un spectre de primaires $f(E_1)$ donne naissance à un spectre d'énergies cédées aux électrons $g(E_e)$ lié à $f(E_1)$ par :

$$g(E_e) = \int_{E_1} f(E_1) dE_1 \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \frac{1}{\sigma(E_1)} \exp \left(\frac{-1}{2\sigma^2(E_1)} [E_e - (E_1 - h(E_1))]^2 \right).$$

Cette transformation se caractérise par une translation $h(E_1)$ qui représente l'énergie cédée au réseau et un

étalement gaussien défini par une variance $\sigma^2(E_1)$. Nous avons estimé $\sigma^2(E_1)$ à partir des calculs de variance de Lindhard [3] et de la résolution de la chaîne de détection, et nous avons optimisé la fonction $h(E_1)$ de façon à ajuster le mieux possible les spectres $g(E_e)$ calculés sur les spectres expérimentaux.

4. Résultats. — La courbe $h(E_1)$ obtenue est représentée en pointillé sur la figure 9 et la comparaison entre les spectres expérimentaux et calculés est représentée sur les figures 5 à 8. On constate que l'accord est excellent pour les expériences à 2 639 et 3 257 keV et nettement moins bon pour les irradiations à 996 et 1 720 keV. Ce fait peut tenir à une sous-estimation de l'anisotropie des chocs élastiques à ces énergies, comme semble le suggérer le fait que le désaccord

FIG. 6. — Spectre expérimental obtenu avec des neutrons de 1 720 keV et spectre calculé à partir de la courbe $h(E_1)$ en pointillé de la figure 9.

réside non seulement dans un décalage des spectres, mais aussi dans une certaine différence de forme. C'est pourquoi nous avons pris comme points expérimentaux correspondants des points décalés de la translation qui permet d'amener la courbe calculée à un meilleur accord avec la courbe expérimentale, la courbe $h(E_1)$ en trait plein de la figure 9 donnant alors une meilleure

approximation aux basses énergies que la courbe en pointillé utilisée pour les calculs. Nous avons porté sur cette figure quelques points expérimentaux calculés à partir des résultats de Sattler [2] à titre de comparaison.

FIG. 7. — Spectre expérimental obtenu avec des neutrons de 2 639 keV et spectre calculé à partir de la courbe $h(E_1)$ en pointillé de la figure 9.

5. **Conclusions.** — La courbe $h(E_1)$ obtenue est cohérente avec les résultats de Sattler [2] et confirme la validité de la méthode de calcul de Lindhard, les résultats obtenus ici semblant indiquer que le paramètre k a une valeur comprise entre 0,10 et 0,15 ⁽²⁾. On peut noter, à ce propos, que les expériences d'Ormerod et Duckworth [7] confirment également que la section efficace de ralentissement par interaction avec les électrons en E_1^α (avec $\alpha = 0,5$) obtenue par Lindhard est bonne, puisqu'ils trouvent expérimentalement une dépendance analogue, α pouvant toutefois être un peu inférieur à 0,5 et k oscillant périodiquement en fonction du Z de la particule. (Cette oscillation n'apparaît pas dans les résultats de Lindhard à cause

⁽²⁾ Le paramètre k est un facteur qui intervient dans la section efficace de ralentissement des ions par interaction avec les électrons [3].

FIG. 8. — Spectre expérimental obtenu avec des neutrons de 3 257 keV et spectre calculé à partir de la courbe $h(E_1)$ en pointillé de la figure 9.

FIG. 9. — En pointillé : courbe $h(E_1)$ utilisée pour le calcul des spectres des figures 5 à 8.

Les points expérimentaux (points noirs) sont décalés pour tenir compte des écarts observés sur les figures 5 et 6. En trait plein, courbe $h(E_1)$ représentant l'énergie cédée au réseau en fonction de l'énergie de l'atome de recul. A titre de comparaison, sont donnés quelques points expérimentaux calculés d'après les résultats de Sattler (cercles blancs).

de la nature statistique du modèle de Thomas-Fermi, qui fait abstraction de la répartition en couches des électrons atomiques.)

En outre, tous ces résultats confirment que les primaires interagissent avec le réseau atomique suivant un processus en gerbe, hypothèse de départ de Lindhard.

Nous sommes partis de cette constatation et de la courbe $h(E_1)$ obtenue pour calculer la fonction de réponse d'un détecteur de neutrons sensible aux dommages et nous avons pu vérifier expérimentalement la validité du calcul [1], [8].

L'utilisation de nos résultats pour calculer l'énergie cédée au réseau entraîne des modifications importantes dans l'évaluation du nombre d'atomes déplacés ⁽³⁾,

⁽³⁾ KINCHIN et PEASE [9], SEITZ et KOEHLER [10] ont montré que le nombre d'atomes déplacés était proportionnel à l'énergie cédée au réseau (sauf au voisinage

par rapport à la méthode souvent employée d'un seuil d'ionisation au-dessus duquel toute l'énergie d'un primaire serait cédée aux électrons. Par exemple, pour un primaire de 200 keV dans le silicium, l'utilisation d'un seuil d'ionisation de 28 keV conduirait à une sous-estimation du nombre d'atomes déplacés d'un facteur 3 environ.

Nous remercions le Professeur P. Baruch pour l'aide qu'il nous a apportée au cours de cette étude.

immédiat du seuil de déplacement). Bien que ce résultat ne soit rigoureusement valable que dans l'hypothèse d'un seuil d'ionisation et de chocs atomiques isotropes, il constitue sans doute encore une première approximation satisfaisante [1].

Manuscrit reçu le 26 janvier 1967.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] DULIEU (P.), Contribution à l'étude de l'influence du spectre et du flux intégré sur les dommages créés par les neutrons dans les solides, Thèse de Docteur-Ingénieur (à paraître, Paris, 1967).
- [2] SATTLER (A. R.), Ionization produced by energetic silicon atoms within a silicon lattice, *Phys. Rev.*, 1965, **138**, 6 A.
- [3] LINDHARD (J.), NIELSEN (V.), SCHARFF (M.) et THOMSEN (P. V.), *Kgl. Danske Videnskab. Selskab. Mat. Fys. Medd.*, 1963, **33**, 10.
- [4] BOK (J.), NOËL (J. P.), Diode à barrière de surface pour la détection de particules nucléaires, *Nucl. Instr. and Methods*, 1961, **13**, 206-210.
- [5] BUSSOLATI, FIORENTINI, FABRI, Energy for electron-hole pair generation in silicon by electrons and alpha particles, *Phys. Rev.*, 1964, **136**, 6 A, A 1756-A 1758.
- [6] Unucor 631 et 632 Niobe, vol. I et II.
- [7] ORMROD, DUCKWORTH, Stopping cross-sections in carbon for low-energy atoms with $Z \leq 12$, *Canad. J. Physics*, 1963, **41**.
- [8] 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 dans *Nuclear Engineering and Design*).
- [9] KINCHIN (G. H.), PEASE (R. S.), The displacement of atoms in solids by radiation, *Rept. Progr. in Phys.*, 1955, **18**, 1.
- [10] SEITZ (F.), KOEHLER (J. S.), Displacement of atoms during irradiation, *Solid State Physics*, vol. 2, Academic Press, New York, 1956.