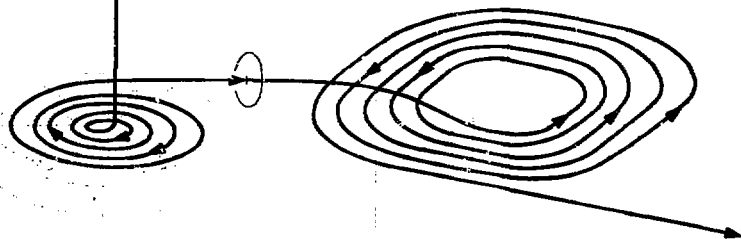


DETECTION DE PRODUITS DE FISSION A L'AIDE DE CELLULES
PHOTOVOLTAIQUES

E. Liatard, S. Akrouf, J.F. Bruandet, A. Fontenille, F. Glasser,
P. Stassi and Tsan Ung Chan

Submitted to "Nuclear Instruments and Methods"



DETECTION DE PRODUITS DE FISSION A L'AIDE DE CELLULES PHOTOVOLTAIQUES

E.Liatard, S. Akrouf, J.F. Bruneau, A. Forstenheller, F. Giasser, P. Stassi and Tsan Ung Chan
Institut des Sciences Nucleaires, Grenoble, France

ABSTRACT

The response of photovoltaic cells to heavy ions and fission products have been tested on beam. Their main advantages are their extremely low price, their low sensitivity to energetic light ions with respect to fission products, and the possibility to cut and fit them together to any shape without dead zone. The time output signals of a charge sensitive preamplifier connected to these cells allows fast coincidences. A resolution of 12ns (F.W.H.M.) have been measured between two cells.

INTRODUCTION

Un article paru en 1979 [1] montrait la possibilité de détecter, avec une résolution et une linéarité en énergie acceptable, des produits de fission à l'aide de simples cellules photovoltaïques. Cependant, deux points essentiels n'étaient pas abordés : d'une part la sensibilité de ces cellules à d'autres particules chargées, liée à l'épaisseur active réelle du détecteur, et d'autre part la possibilité d'obtenir une information temporelle autorisant des coïncidences rapides.

Pour répondre au problème de la sélection des réactions ne conduisant pas à la fission prompte ou séquentielle, dans les collisions induites par des ions lourds de 20 à 30 MeV par nucléon sur une cible lourde (^{232}Th par exemple), une solution consisterait à réaliser un "veto 4π " sur les fragments de fission. L'idée de construire un multicompteur, sélectivement sensible aux produits de fission, en pavant l'espace d'un nombre raisonnable de ces cellules de très faible coût, nous a conduit à étudier plus en détail leur réponse à divers produits de réaction chargés (alphas, ions lourds, produits de fission). En effet, pour qu'il soit possible d'identifier facilement

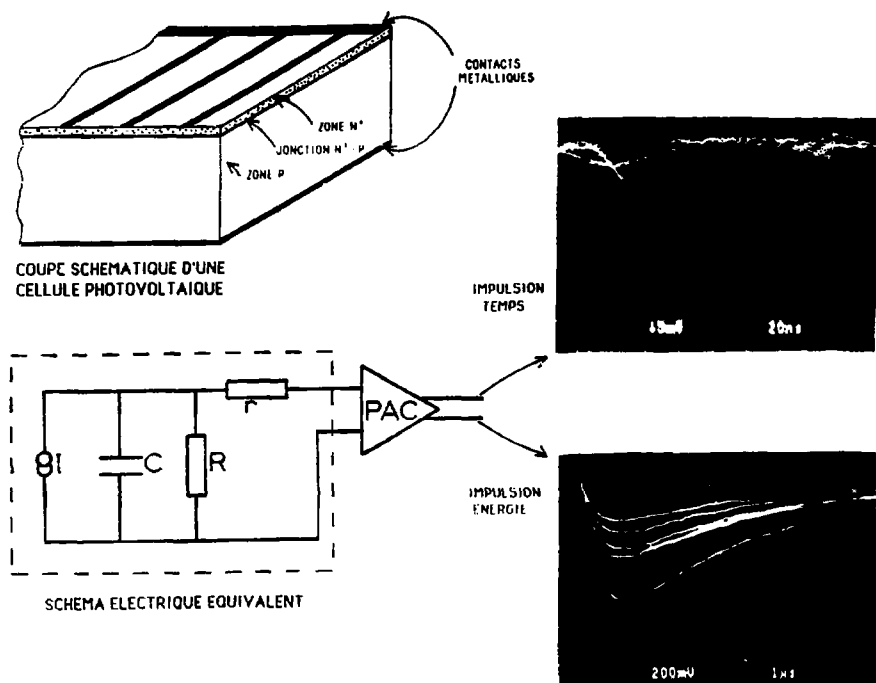


Figure 1. Vue en coupe et schéma électrique équivalent à une cellule photovoltaïque. I est le générateur des impulsions de courant qui correspondent à la création des paires; C est la capacité du condensateur plan formé par les charges d'espace de part et d'autre de la zone déserte; R est la résistance dynamique de la jonction; r est une résistance dynamique négligeable devant la résistance de charge du P.A.C.

les événements de fission lors de l'acquisition ces données, il est indispensable que les ions lourds, en particulier ceux provenant de la diffusion élastique, ne laissent qu'un signal suffisamment faible pour ne pas être confondu avec des produits de fission. Bien entendu, des informations relativement grossières telles que les modules touchés ou l'énergie déposée, doivent pouvoir être extraites.

DESCRIPTION ET FONCTIONNEMENT

Nous avons utilisé pour nos tests des cellules photovoltaïques solaires achetées dans le commerce pour un prix modique de quelques francs par centimètre carré. Ces cellules en silicium polycristallin se présentent sous forme de plaquettes de 400 μm d'épaisseur. Elles peuvent être découpées, comme du verre, à l'aide d'une lame diamantée. La structure de ces semi-conducteurs est très voisine de celle des détecteurs silicium standards : une jonction n^+p est produite par diffusion thermique d'une mince couche d'impuretés de type n sur un substrat de type p. Le champ électrique de la jonction, qui permet la séparation des paires électron-trou, correspond à une différence de potentiel de 0.5 Volt environ. L'évaporation de contacts d'aluminium, uniforme sur la face arrière et en forme de peigne sur la face avant, permet la collection des charges.

Mise à part leur structure polycristalline, ces cellules diffèrent essentiellement des détecteurs silicium standards par la très faible résistivité, de l'ordre de 5 Ωcm , du substrat p qui les constitue. De ce fait la profondeur de la zone chargée n'exécède pas 1 μm et toute tentative de polarisation dans le but d'élargir cette zone ne conduit qu'à une augmentation importante du courant inverse, et donc du bruit, déjà relativement important, du détecteur.

Un schéma électrique équivalent est donné figure 1. La capacité par unité de surface $C \approx 20\text{ nF/cm}^2$ est trop importante pour que l'on puisse obtenir un signal correct sur la voie temps d'un préamplificateur de charge (P.A.C.) standard, au delà d'une surface de quelques mm^2 . Nous avons donc utilisé un P.A.C. conçu à l'Institut des Sciences Nucléaires de Grenoble [2] et modifié de façon à pouvoir être utilisé avec des cellules ayant des surfaces allant jusqu'à 3 cm^2 environ (le produit gain-bande passante de ce P.A.C. est égal à 1.6 GHz en boucle ouverte).

TESTS SUR SOURCE DE ^{252}Cf

Les signaux reproduits figure 1 ont été obtenus sur les sorties "temps" et "énergie" du P.A.C. et correspondent à la détection des fragments de fission d'une source de ^{252}Cf par une cellule de 1 cm^2 . Le spectre en énergie correspondant est représenté figure 2 : on retrouve l'allure

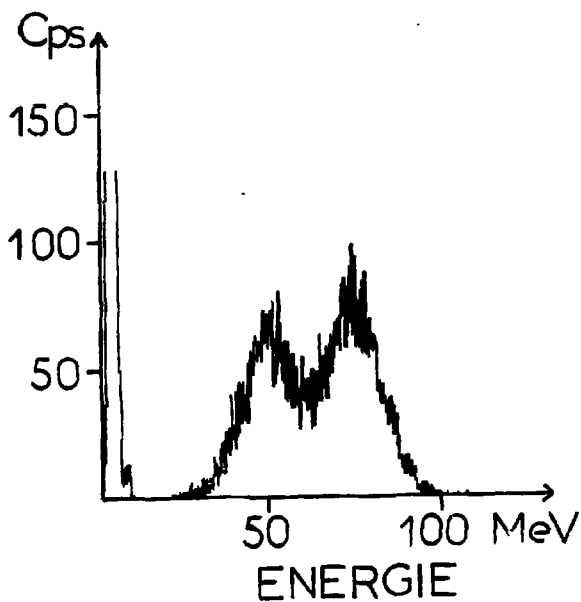


Figure 2 : Spectre en énergie des fragments de fission de la source de ^{252}Cf (la source étant protégée par un mince film de tantale, les énergies des groupes de fission lourds et légers sont ramenées à 50 et 75 MeV respectivement).

caractéristique du spectre de fission du ^{252}Cf tel qu'il peut être obtenu à l'aide d'un détecteur de particules solide classique. Il est à noter que les alphas de 5.5 MeV sont détectés à la limite du bruit, et donc fortement atténués par le seul électronique placé sur le D.F.C. (Discriminateur à Fraction Constante).

Nous avons vérifié, par comparaison avec un détecteur silicium, que l'efficacité intrinsèque d'une cellule est égale à un : les contacts d'aluminium, évaporés sur la face avant, qui représentent environ trois pour cent de la surface active de la cellule, sont suffisamment minces pour ne pas gêner la détection de fragments de fission. Par ailleurs, nous avons pu constater que la tension continue, produite aux bornes de la cellule par la présence de lumière visible, est filtrée par le P.A.C. et n'affecte pas la détection.

Si on se réfère au mode de fonctionnement d'un détecteur à barrière de surface, il est clair que les signaux induits par les produits de fission dans la cellule ne peuvent être uniquement dus à la collection des charges créés à l'intérieur de la zone déserte de la jonction, celle-ci n'excédant pas un μm d'épaisseur.

Dans le mode de fonctionnement normal des cellules, les paires électron-trou sont créées par des protons, principalement au voisinage de la surface éclairée. Ces paires diffusent ensuite sous l'action d'une force liée à leur gradient de concentration. Celles qui atteignent la zone de charge d'espace de la jonction sont alors séparées et les charges sont collectées. Du fait de la faible résistivité du substrat, la recombinaison n'a pas le temps de jouer un rôle important dans ce processus. On pourrait donc penser que ce mode de collection reste valable lorsque les paires sont créées par une particule ionisante [3]. Cependant, il a été montré que le champ électrique de la jonction, au moment de l'impact de la particule, s'étend le long de la trace d'ionisation et permet ainsi une collection rapide des charges bien au-delà de la zone de champ électrique de la jonction. Ce phénomène appelé "funneling" a été mis en évidence théoriquement en 1981 par Hsien et al [4]. Il n'a cependant jamais été abordé, à notre connaissance, du point de vue de la détection, mais toujours comme un effet nuisible, responsables d'erreurs de fonctionnement dans les systèmes électroniques soumis à des radiations ionisantes [5].

Des résultats expérimentaux obtenus avec des jonctions $n^- - p$ et $p^+ - n$ ayant des résistivités voisines de celles de nos cellules montrent la prédominance du mode de collection rapide par funneling par rapport au mode plus lent par diffusion, que ce soit pour des particules alphas [6,7] ou des ions plus lourds [8]. Par ailleurs, du fait de la plus grande mobilité des électrons par rapport aux trous, les quantités de charges collectées sont plus importantes pour les substrats "p" que pour les "n".

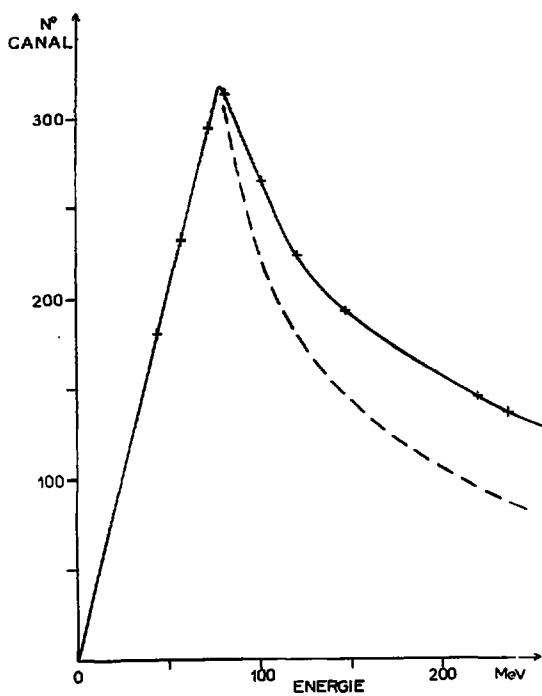


Figure 3. En trait plein la courbe de réponse d'une cellule photovoltaïque de 1 cm^2 à des ions carbone. En tireté la courbe de réponse calculée d'après les tables de pouvoir d'arrêt, pour une épaisseur de $130\ \mu\text{m}$ de silicium (en supposant la même proportionnalité entre l'énergie déposée et la hauteur de l'impulsion que dans la partie linéaire)

TESTS SUR FAISCEAU DE ^{12}C DE 240 MeV

Afin d'utiliser ces cellules comme détecteurs de produits de fission sur faisceau, il était indispensable de connaître leur réponse aux ions lourds. Nous les avons donc testées pour les réactions induites par un faisceau de ^{12}C de 240 MeV, délivré par le Système Accélérateur Rhones-Alpes (S.A.R.A.), sur une cible de ^{235}Th , de façon à observer aussi bien des produits de fission que la diffusion du carbone.

Nous avons fait varier l'énergie des ^{12}C diffusés en plaçant des écrans d'aluminium d'épaisseurs variées devant un collimateur définissant l'angle de diffusion avec une précision de l'ordre de un degré. Un détecteur silicium de 1500 μm d'épaisseur, préalablement étalonné par la diffusion élastique sur une cible d'aluminium à différents angles, nous a permis dans un premier temps, de déterminer avec une bonne précision l'énergie des ^{12}C diffusés, après ralentissement dans les écrans.

La hauteur de l'impulsion recueillie aux bornes de la cellule (après amplification), est portée en fonction de l'énergie des ions carbone incidents sur la courbe de la figure 3.

La réponse du détecteur est linéaire jusqu'à une énergie ^{12}C de 80 MeV environ. Cependant, la droite d'étalonnage que l'on peut en déduire est sensiblement différente de celle (plus approximative) que l'on obtient à partir des énergies des deux bosses de fission d'une source de ^{252}Cf : à énergie égale, les cellules délivrent une impulsion deux fois moins importante pour des ions carbone que pour des produits de fission. Ceci peut s'expliquer par le fait que le phénomène de funneling est plus prononcé pour des ions lourds, fortement ionisants, que pour des ions plus légers de même énergie [8]. Il est à noter que ceci va dans le sens de la sélectivité de ces détecteurs vis à vis de la fission.

On observe au-delà de 80 MeV, une décroissance du signal avec l'énergie. Par analogie avec un détecteur de particules "ΔE", on peut définir un point de rebroussement de la courbe de réponse. Il correspond ici, d'après les tables de la référence [9], à un parcours de 130 μm pour des ions carbone dans le silicium, l'épaisseur totale de la cellule étant de 400 μm . Il semble donc que le phénomène de funneling permette, pour des ions carbone, une collection de charges incomplète, mais proportionnelle à l'énergie déposée, jusqu'à une profondeur de 130 μm , puis diminue brutalement au-delà. Il ne serait pas tout à fait exact d'en déduire que la cellule se comporte comme un détecteur "ΔE" de 130 μm d'épaisseur, les 270 μm restant pouvant être considérés comme une zone morte. En effet, en se servant de la partie linéaire de la courbe de réponse, on peut, toujours à partir des tables de la référence [9], en déduire le signal que devrait laisser les ions carbone dans 130 μm de silicium. Le résultat, porté en tireté sur la courbe de la figure 3, montre que le signal réellement détecté est supérieur à celui calculé, ceci montre qu'un "résidu de charge" est encore

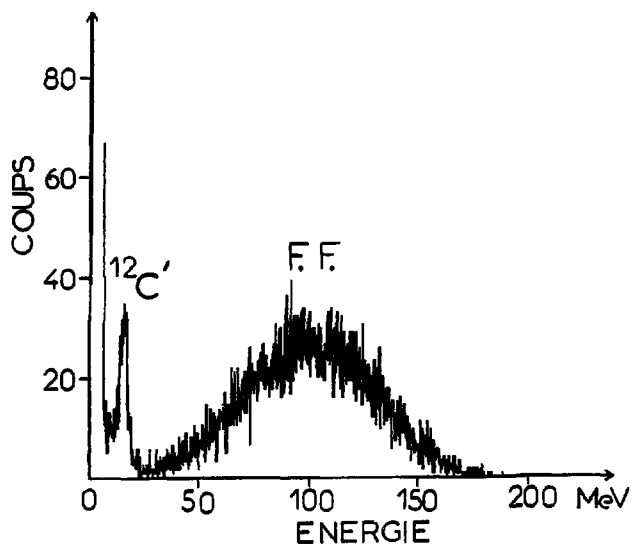


Figure 4 : Spectre en énergie des produits de la réaction $^{12}\text{C} + ^{232}\text{Th}$ à 240 MeV. Les ions carbone diffusés ($^{12}\text{C}'$) qui ont des énergies voisines de 240 MeV ne font qu'un signal faible et sont bien séparés des fragments de fission (F.F.).

collecté au-delà de $130\mu\text{m}$ et que cette partie du détecteur ne peut pas être considérée comme totalement inactive.

Le spectre en énergie de la figure 4 a été obtenu sans écran avec une cellule de 1 cm^2 située à 12° degrés par rapport au faisceau incident. On peut ainsi constater que les fragments de fission produits dans la réaction $^{12}\text{C} + ^{232}\text{Tn}$ sont nettement séparés des projectiles ou quasi-projectiles diffusés qui ont des énergies voisines de 240 MeV . Ceci reste vrai quel que soit l'angle auquel on se place compte tenu de la cinématique de la réaction, si ce n'est que le pic de diffusion est quasiment inexistant au-delà de 25° degrés. Par ailleurs, nous avons pu vérifier que les signaux correspondant à ce pic peuvent être supprimés par le seuil du D.F.C. placé sur la voie temps. Nous obtenons ainsi à la sortie de ce dernier un signal logique rapide caractérisant sans ambiguïté les événements de fission.

La résolution en temps, pour deux cellules de 1 cm^2 placées à 180° l'une par rapport à l'autre, est égale à 12 ns . Ceci montre la bonne qualité de la prise de temps que l'on peut effectuer à partir de la sortie temps du P.A.C.. Bien entendu, cette résolution se dégrade lorsque la surface des cellules augmente : une largeur à mi-hauteur de 20 ns a été mesurée pour des cellules de 3 cm^2 .

CONCLUSIONS

Les essais effectués, tant sur source que sur faisceau, montrent la possibilité de détecter des produits de fission de manière sélective, avec des cellules photovoltaïques. Leur très faible coût, leur facilité d'utilisation, ainsi que la qualité des signaux obtenus sur les voies temps et énergie d'un P.A.C. adapté, permet d'envisager la construction d'un détecteur 4π pour la fission à l'aide de ces cellules. Etant donné son faible encombrement et la faible épaisseur des éléments qui le constituerait ($400\mu\text{m}$ de silicium) ce détecteur 4π pourrait être placé à l'intérieur d'un multidétecteur sensible aux neutrons, gammas, ou particules chargées énergétiques, dans le but de sélectionner les réactions conduisant (ou ne conduisant pas), à la fission.

REFERENCES

- [1] G. SIEGERT
N.I.M. 164 (1979) 437-458
- [2] G. BOSSON, J. POUXE
Preamplificateur de charge type 4676
Rapport interne n°87-62 I.S.N. Grenoble (Mars 1987)
- [3] S. KIRKPATRICK
I.E.E. Trans. on Electron Devices ED-26 N°11 (1979) 1742-1753
- [4] C.M. HSIEH, P.C. MURLEY and R.R. O'BRIEN
I.E.E. Electron Devices Lett. EDL-2 (1981) 103-105
- [5] I.E.E. Trans. on Nucl. Sci. NS-33 n°6 (1986) et références internes
- [6] C.M. HSIEH, P.C. MURLEY and R.R. O'BRIEN
I.E.E. Trans. on Electron Devices ED-30 N°6 (1983) 686-693
- [7] T.R. OLDHAM, F.B. McLEAN
I.E.E. Trans. on Nucl. Sci. NS-33 n°6 (1982) 2018-2023
- [8] F.B. McLEAN, T.R. OLDHAM
I.E.E. Trans. on Nucl. Sci. NS-33 n°6 (1983) 4493-4500
- [9] F. HUBERT, A. FLEURY, R. BENOIT, D. GARDES
Supplément aux Annales de Physique n° 5 (1980) 1-214